THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean CABE

PREMIÈRE THÈSE

" CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE PAR DES MESURES DE SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES ENTRE 400 KeV et 1200 KeV : RESONANCES ISOLEES ET STRUCTURE INTERMEDIAIRE."

DEUXIÈME THÈSE

" RESONANCE ANALOGUE ISOBARIQUE"

Soutenues le 30 Juin 1967 devant la Commission d'Examen

MM.	**PERRIN**	Président
Mme	**BENOIST-GUEUTAL**	Examinateurs
	AMBROSINO	
	CINDRO	Invités
	MICHAUDON	

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean CABE

PREMIÈRE THÈSE

" CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE PAR DES MESURES DE SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES ENTRE 400 KeV et 1200 KeV : RESONANCES ISOLEES ET STRUCTURE INTERMEDIAIRE."

DEUXIÈME THÈSE

" RESONANCE ANALOGUE ISOBARIQUE"

Soutenues le 30 Juin 1967 devant la Commission d'Examen

MM.	**PERRIN**	Président
Mme	**BENOIST-GUEUTAL**	Examinateurs
	AMBROSINO	
	CINDRO	Invités
	MICHAUDON	

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Le Doyen ..... M. ZAMANSKY

	PRENANT	T Anatomie & histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie & cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantique & relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E, N, S.
	CARTAN	T Mathématiques E, N, S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N.....	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Melle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E, N, S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Melle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique & structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie & cristallographie
	J. P. MATHIEU	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Melle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M, G, P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques M, P, C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II E, N, S.
	BELLAIR	T Géologie S. P. C. N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E, N, S
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Melle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
	M. JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Melle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique
	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Melle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste
Melle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique & expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes Filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité
	BOUGIS	Biologie végétale marine Villefranche s/Mer
	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
	BRUHAT	T Mathématique MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E, S, E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKI	Physique M, P, C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire & radio-activité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale & appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Melle	EJCINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M, G, P.
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZENBERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

Le Secrétaire Général R. POULLAIN

UNIV. LEIDEN BIBL.

FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J. P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C. P. E. M.
	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABOEUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique & atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J. M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie S. P. C. N.
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie C. P. E. M.
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Melle	MARCOU	Biologie cellulaire C. P. E. M.
	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Melle	LEFORT M	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique C. P. E. M.
	BIZOT J. C.	Physique M. P. C.
	GUIRAUD J. P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie S. P. C. N
	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité & physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique

J'exprime ma très respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur Francis PERRIN, Haut-Commissaire à l'Energie Atomique, qui me fait l'honneur de présider le Jury.

Madame BENOIST-GUEUTAL Professeur à la Faculté des Sciences a bien voulu patronner mon travail; je la prie de recevoir l'expression de ma respectueuse gratitude.

Je remercie Monsieur AMBROSINO, Directeur du Laboratoire Maurice de BROGLIE qui a suivi mon travail et m'a permis par ses conseils de le mener à bien.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur CINDRO de l'Université de ZAGREB qui a bien voulu accepter de participer à mon jury et avec qui j'ai eu de très nombreuses et fructueuses discussions.

Monsieur MICHAUDON m'a permis d'utiliser son programme de moindres carrés, je l'en remercie infiniment.

Monsieur le Professeur DECONNINCK de l'Université de LOUVAIN m'a permis de réaliser une expérience dans son laboratoire. Je tiens à lui exprimer tous mes remerciements ainsi qu'à son équipe de chercheurs. Je lui dois d'avoir été invité aux séminaires du Docteur MAHAUX du Max Plank Institut à HEIDELBERG, qu'il a organisés.

Je tiens à exprimer ma gratitude au Commissariat à l'Energie Atomique en la personne de Monsieur JACQUESSON qui m'a accueilli dans son service et m'a permis de réaliser ce travail.

Qu'il me soit permis de remercier Messieurs PFLIEGER, LEUBA et MAIGNAN qui ont toujours suivi avec un vif intérêt mes différents travaux.

Cet ensemble représente un travail d'équipe. Nombreux sont ceux qui y ont participé. Tout d'abord je remercie MM. LAURAT et YVON avec qui j'ai réalisé la plupart des expériences et Monsieur BARDOLLE qui est venu s'y associer plus tard. Monsieur JOUANIGOT a réalisé toutes les cibles, je lui en suis très reconnaissant. L'accélérateur a pu être utilisé dans d'excellentes conditions grâce aux Ingénieurs et Techniciens qui travaillent sous la responsabilité de Monsieur DANDINE. Je remercie Monseiur HINSCHBERGER et son groupe qui ont mené à bien de nombreux calculs avant l'utilisation d'un programme de moindres carrés. Je ne pourrais oublier Monsieur DUCHEMIN, avec qui j'ai eu de très nombreuses et fructueuses discussions ainsi que Monsieur DERRIEN qui a assuré la liaison avec le calculateur de SACLAY.

Enfin c'est grâce à Madame DELAPIERRE que la préparation matérielle du manuscrit a pu être assurée.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544304_0007

TABLES DES MATIERES

CHAPITRE A

A.I - INTRODUCTION ..... page 7

CHAPITRE B

B.I - TECHNIQUE EXPERIMENTALE ..... page 8

B.I-1 Principe de la mesure ..... page 9

B.I-2 Détermination de σ_T 11

B.I-3 Caractéristiques des échantillons 12

B.I-4 Source de neutrons 12

B.I-5 Etude de la résolution en énergie 14

a) Dispersion due au faisceau incident 14

b) Dispersion due à l'épaisseur de la cible 18

c) Dispersion due à l'angle sous-entendu par le détecteur 18

d) Mesure expérimentale de la dispersion en énergie 20

B. I-6 Etalonnage de l'accélérateur ..... pages 22

a) Mesure du champ magnétique par résonance paramétrique nucléaire 22

b) Principe de la méthode 22

c) Mesure de la constante K 22

1) Réactions d'étalonnages 23

2) Réactions à seuil 27

d) Précision de l'étalonnage 29

e) Affichage de l'énergie 29

B. I-7 Système de détection 31

a) Electronique associée 31

b) Discrimination de forme neutron-gamma 31

(b-1) Principe de la méthode 32

(b-2) Principe du montage sans emploi de l'anode 32

(b-3) Principe du discriminateur à transistor 35

c) Télécommande du positionnement des échantillons 39

(c-1) Tiroir de commande des moteurs 39

(c-2) Tiroir de commande principal 40

B. I-8 Moniteur 40

B. II-CORRECTIONS 46

CHAPITRE C

C.I- THEORIE DES REACTIONS NUCLEAIRES ..... pages 50

C.I-1 Formule générale à un niveau de BREIT et WIGNER 51

C.II-1 Structure intermédiaire dans les réactions nucléaires 56

CHAPITRE D

D.I - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 62

D.I-1 Analyse des niveaux séparés 62

a) Le fluor 63

b) L'aluminium 67

c) Le silicium 69

d) Le phosphore 73

e) Le chrome 73

f) Le plomb 77

D. II-1 Recherche d'une structure intermédiaire dans les mesures de sections efficaces totales ..... pages 81

a) Le fluor 82

b) L'aluminium 82

c) Le vanadium 82

d) Le Chrome 84

e) Le manganèse 84

f) Le fer 90

1 - Dispositif expérimental pour l'étude de la diffusion élastique des neutrons sur le Fe 90

2 - Mesure absolue de la diffusion élastique

Corrections 91

3 - Présentation des résultats expérimentaux 93

g) Le nickel 107

h) Le cobalt 107

D. II-2 DISCUSSION 107

CHAPITRE E

CONCLUSION 110

BIBLIOGRAPHIE ..... 113 à 122

CHAPITRE A
INTRODUCTION

Les expériences permettant l'étude de l'interaction des neutrons monoénergétiques avec les noyaux donnent des informations utiles à la connaissance des caractéristiques nucléaires. On peut obtenir à partir des résonances observées dans la mesure des sections efficaces divers paramètres décrivant les niveaux virtuels du noyau composé. Ces paramètres propres à la spectrométrie neutronique à basse énergie, sont l'espacement des niveaux, leurs largeurs, les moments angulaires orbitaux et totaux. Leurs valeurs numériques et la variation de ces valeurs en fonction de l'énergie et des poids atomiques permettent l'amélioration des modèles phénoménologiques et contribuent à une meilleure connaissance physique du processus d'excitation nucléaire. Alors que la fonction de force et le rayon nucléaire effectif peuvent être souvent déterminés à partir de sections efficaces moyennes ; il est nécessaire pour obtenir les autres paramètres de disposer d'une bonne résolution en énergie.

Parmi les diverses sections efficaces neutroniques, la section totale est celle qui peut être mesurée le plus facilement et avec le plus de précision. Ceci provient du fait qu'une section efficace totale est déterminée par une expérience de transmission n'impliquant qu'une mesure de rapport de flux et par conséquent ne nécessite pas la connaissance de l'efficacité absolue du détecteur de neutrons.

Outre l'intérêt théorique des sections efficaces totales neutroniques, leur détermination précise est utile aux physiciens qui calculent les réacteurs. Dans ce calcul interviennent des constantes physiques relatives aux divers matériaux, aussi bien fissiles que structuraux.

Leurs connaissances sont très utiles pour l'étude du comportement du flux. Notre gamme d'énergie comprise entre 400 Ke V et 1200 Ke V couvre le sommet du spectre de neutrons d'un réacteur de faible et moyenne puissance.

Il existe dans la littérature de nombreux résultats, tous obtenus avec une très large dispersion en énergie ce qui donne une connaissance moyenne de la section efficace. Nous avons complèté ces mesures en utilisant une source de neutrons monoénergétiques d'une très faible dispersion en énergie, ce qui nous a permis de déterminer de nombreuses valeurs de paramètres et de préciser des résultats déjà existants.

La densité de niveaux croît avec la masse atomique du corps étudié et avec l'énergie des neutrons incidents. Dans la gamme d'énergie utilisée entre 400 ke V et 1200 ke V, nous avons choisi des corps appartenant aux trois catégories de la classification, légers moyens, lourds. La mesure se faisant à très haute résolution en énergie a mis en évidence des résonances isolées dans les corps légers et de nombreuses variations dans les corps moyens dont l'interprération quantitative est difficile. Parmi les corps lourds nous avons choisi le plomb

naturel qui contient 52% de ^{208}Pb, ce dernier présentant l'avantage d'avoir un noyau doublement magique. Cette qualité change les propriétés du noyau et le fait se comporter comme un noyau léger avec des niveaux bien séparés à cette énergie.

Nous avons utilisé comme source de neutrons la réaction T (p, n)^{3}He dont le (Q = - 0, 764 MeV). Le seuil de la réaction se produit pour une énergie de proton Ep = 1, 018 MeV. Les protons sont accélérés par un Van de Graaff 2 MeV, nous obtenons donc des neutrons monocinétiques dans une gamme d'énergie comprise entre 400 keV et 1200 ke V.

La mesure par transmission de la section efficace totale peut se faire de trois façons différentes :

1) par la méthode de la particule associée
2) par la méthode du temps de vol
3) en utilisant le flux direct.

La première de ces méthodes est difficile dans le cas de la réaction (p, T), car l'énergie de l'He^{3} associé au neutron est très faible, ce qui rend la particule difficilement détectable. Nous avons utilisé la seconde pour les premiers corps étudiés. Elle a l'avantage d'une excellente connaissance du bruit de fond, par contre la modulation du faisceau implique des diaphragmes de diamètres importants ainsi que des cibles épaisses pour obtenir un flux de neutrons convenable. Ces deux conditions sont contraires à une bonne définition en énergie.

Nous avons abandonné cette méthode pour utiliser le faisceau direct, ce qui nous a permis de diminuer le diamètre des diaphragmes ainsi que l'épaisseur des cibles. Quant au bruit de fond, un cône d'ombre permettait sa mesure. Ainsi nous avons pu utiliser un faisceau très bien défini en énergie et des cibles dont l'épaisseur ne dépassait pas 3 keV tout en ayant un flux important. Nous montrerons par la suite en exemple une comparaison des deux méthodes sur le phosphore.

CHAPITRE B

B. I - TECHNIQUE EXPERIMENTALE

B. I-1 Principe de la mesure

B. I-2 Détermination de σ_T

B. I-3 Caractéristiques des échantillons

B. I-4 Source de neutrons

B. I-5 Etude de la résolution en énergie.

a) Dispersion due au faisceau incident

b) Dispersion due à l'épaisseur de la cible

c) Dispersion due à l'angle sous-tendu par le détecteur

d) Mesure Expérimentale de la dispersion en énergie.

B. I-6 Etalonnage de l'accélérateur

a) Mesure du champ magnétique par résonance paramagnétique nucléaire

b) Principe de la méthode

c) Mesure de la constante K

1) Réactions d'étalonnages

2) Réactions à seuil

d) Erreur sur K

e) Affichage de l'énergie

B. I-7 Système de détection

a) Electronique associée

b) Discrimination de forme neutron-gamma

(b-1) Principe de la méthode

(b-2) Principe du montage sans emploi de l'anode

(b-3) Principe du discriminateur à transistor.

c) Télécommande du positionnement des échantillons

(c-1) Tiroir de commande des moteurs

(c-2) Tiroir de commande principal.

B. I-8 Moniteur

B. II - CORRECTIONS

B. II-1 Corrections du bruit de fond et des diffusions sur le porte cible

B. II-2 Corrections de diffusions dans l'échantillon.

B. I - TECHNIQUE EXPERIMENTALE

B. I-1 Principe de la mesure

Les sections efficaces totales neutroniques sont mesurées par une expérience de transmission ce qui a l'avantage d'éviter une détermination absolue du flux de neutrons, donc la difficulté d'une mesure absolue de l'efficacité des détecteurs. Une valeur relative du flux est seulement nécessaire, ce qui permet d'obtenir des résultats avec une excellente précision. A partir de cette mesure du flux, on peut déduire directement la section efficace totale du corps étudié connaissant le nombre de noyaux par unité de surface de l'échantillon placé devant le faisceau.

Une expérience de transmission comprend trois éléments essentiels, à savoir une source de neutrons, un échantillon diffuseur, et un ensemble de détection des neutrons. Ces éléments doivent être disposés suivant une géométrie telle que source, échantillon et détecteur étant alignés, l'échantillon cache le détecteur par rapport à la source "Figure B. I1". et voit, le détecteur sous un angle solide petit.

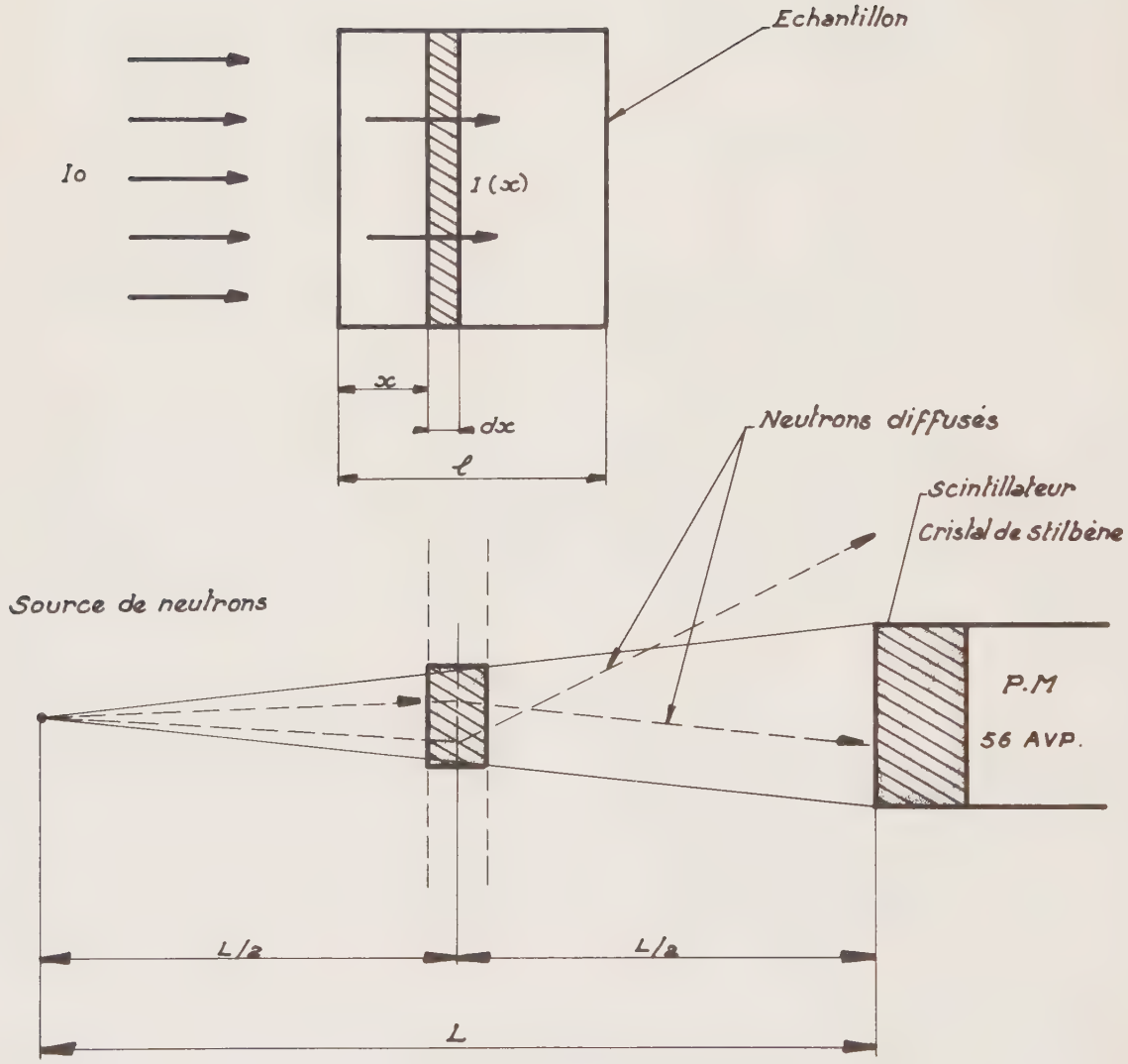


Figure B I.1

Géométrie d'une expérience de transmission.

B. I-2 Détermination de σ_T

Nous définirons la section efficace pour une interaction nucléaire comme étant le nombre de processus de chaque sorte se produisant par noyau, par unité de temps et par unité de flux. Dans le cas de la section efficace totale, on fait la somme de tous les processus possibles d'interaction du neutron avec le noyau.

Il suffit de déterminer la perte de flux incident dans la traversée de l'échantillon, ce que l'on peut relier directement au nombre total d'interactions, un neutron ayant par une diffusion élastique perdu une fraction de son énergie n'appartient plus au faisceau initial.

En utilisant la définition ci-dessus pour la section efficace, la baisse de flux dans une épaisseur dx de l'échantillon se traduit par

$$\frac{dI}{I} = - n \sigma_T dx \qquad (1)$$

où (n représente le nombre de noyaux par cm^3 dans l'échantillon
(I le flux de neutrons par cm^2
(σ_T la section efficace totale

En intégrant cette équation de x = o à x = 1 longueur totale de l'échantillon on obtient

$$\frac{I}{Io} = \exp (- n1 \sigma_T) \qquad (2)$$

Cette seconde équation montre la décroissance bien connue du flux avec l'épaisseur de l'échantillon.

(I représente le taux de comptage du détecteur avec échantillon
(Io représente le taux de comptage du détecteur sans échantillon.

Le rapport $\frac{I}{Io} = T$ s'appelle la transmission. Il est relié à la section efficace totale par la relation

$$\sigma_T = \frac{1}{n1} \text{ Log } \frac{1}{T} \qquad (3)$$

Cette relation détermine la section efficace totale, après la mesure de la transmission T, à condition que les taux de comptage I et Io soient corrigés du bruit de fond, des diffusions élastique et inélastique dans l'échantillon.

B.I-3 Caractéristiques des échantillons

Nous avons utilisé des échantillons se présentant sous forme de cylindres de longueur telle que leur transmission soit de l'ordre de 50%.

Cette valeur représente un compromis d'une part entre l'erreur statistique qui décroît avec la transmission et les corrections de diffusions multiples qui croissent avec la longueur de l'échantillon. Dans le domaine d'énergies comprenant des résonances, donc de brusques variations dans la section efficace, il était utile d'utiliser des échantillons de longueur différente afin de conserver l'ordre de grandeur de la transmission. Suivant les corps étudiés, pour des raisons de fabrication nous utilisions des diamètres de 2,5 cm ou 3 cm. Ces dimensions étaient suffisantes pour cacher entièrement le détecteur de la source tout en le plaçant à mi-distance entre les deux. Un diamètre exagéré n'est pas intéressant, car il augmente les corrections dues aux diffusions. Nous avons utilisé dans la mesure du possible des échantillons d'une très grande pureté se présentant sous forme compacte. Les cylindres de Carbone ont été tirés de barreaux de graphite, ceux d'Aluminium, de Chrome, de Manganèse, de Fer, de Nickel, de Cobalt et de Plomb ont été fabriqués par le service de Métallurgie. Les barreaux de Silicium polycristallin extra pur ont été fournis par la Société Métallurgique de HOBOKEN (Belgique), ceux de Vanadium provenaient de la Vanadium Corporation of America Cambridge (OHIO).

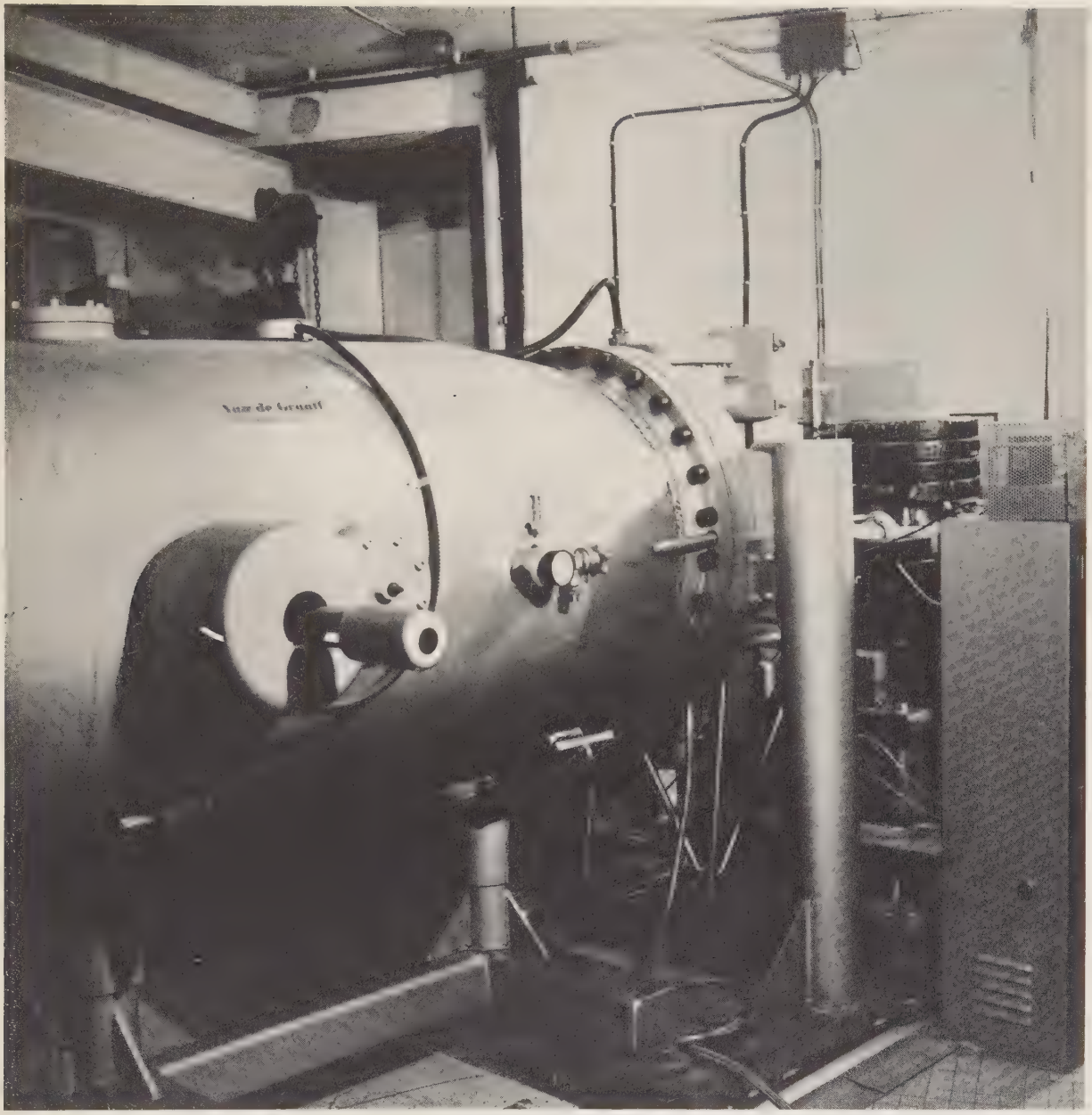
Le Phosphore se présentait sous forme de poudre. Nous avons utilisé du Phosphore rouge qui ne présente pas l'inconvénient de s'enflammer spontanément à l'air libre. Nous l'avons placé à l'intérieur de récipients en acier inoxydable de longueurs respectives 6 cm, 5 cm, 4 cm et de diamètre intérieur ϕ = 3 cm. Une fois la poudre tassée à l'intérieur, les récipients furent hermétiquement fermés. Les récipients semblables mais vides servent à la mesure des corrections. Quant à la mesure sur le Fluor, nous avons utilisé un échantillon de Téflon $(C F_2)^n$. La mesure sans échantillon était remplacée par une mesure avec un échantillon de Carbone correspondant au nombre d'atomes de carbone contenus dans le cylindre de Téflon.

Tous les échantillons ont été analysés chimiquement de façon qualitative et quantitative pour déterminer les impuretés et faire une correction si nécessaire. Sur chaque échantillon, a été effectuée une mesure de la masse spécifique avec une précision meilleure que le centième.

B.I-4 Source de neutrons

Les neutrons sont obtenus par la réaction T (p,n) ^{3}He. Les protons sont accélérés par un Van de Graaff 2 Me V (photo B.I-1). La cible est constituée par le tritium adsorbé dans un mince dépôt de Titane de poids connu.

Le faisceau de protons est analysé par un aimant dont le champ est mesuré par un gaussmètre à résonance magnétique. De la stabilité du champ et de sa connaissance résulte-



[Photo B.1.1]

Vue générale de l'accélérateur Van de Graaff 2 Mev

Il est donc indispensable de connaître et de contrôler avec précision la valeur du champ magnétique. Nous avons ainsi été conduits à installer sur l'analyseur un dispositif de mesure à distance du champ magnétique très précis. Nous décrirons le dispositif dans le paragraphe relatif à l'étalonnage de l'accélérateur.

B.I-5 Etude de la résolution en énergie

Le but de nos mesures est d'obtenir des résultats avec une très bonne résolution en énergie, afin de pouvoir étudier des résonances de faible largeur. Pour cela il est nécessaire que la résolution expérimentale soit inférieure ou de l'ordre de grandeur de la largeur de la résonance.

La dispersion en énergie dépend essentiellement de trois facteurs que nous étudierons séparément

1) du faisceau incident

2) de l'épaisseur de la cible

3) de l'angle sous-tendu par le détecteur vu de la cible.

Dans notre gamme d'énergie, nous ne tiendrons pas compte de l'effet DÖPPLER (quelques centaines d'ev) insignifiant comparé aux trois autres dispersions.

a) Dispersion due au faisceau incident

Outre sa formation et son arrivée sur la cible, le faisceau traverse différents dispositifs qui serviront à le focaliser, à accroître son énergie, à le dévier, soit à le rendre utilisable. Nous représentons ces différents dispositifs schématiquement sur la figure B.I-2. Ils présentent des propriétés optiques agissant sur le faisceau. Celui-ci doit être refocalisé tout le long de son parcours de façon à envoyer sur la cible un courant d'ions ayant une bonne définition. Dans notre expérience la distance qui sépare la cible de l'aimant d'analyse est d'environ dix mètres.

En ce qui concerne la focalisation, on peut concevoir que l'ensemble source et tube doivent donner une bonne image de l'objet au niveau des fentes d'entrée de l'analyseur magnétique, celui-ci devant à son tour fournir une image soit sur la cible, soit en un point de sa trajectoire, ce qui permet de la reprendre par un système optique constitué par une paire de lentilles quadrupolaires permettant le transport du faisceau à longue distance et sa focalisation sur la cible.

L'analyseur magnétique joue le rôle d'analyseur de masse et d'énergie. La loi d'action d'un champ magnétique sur une particule de charge e et de vitesse v s'exprime par la relation

$$\vec{F} = e\ (\vec{v} \wedge \vec{B}) \qquad (4)$$

où B est l'induction magnétique
e la charge
v la vitesse de la particule

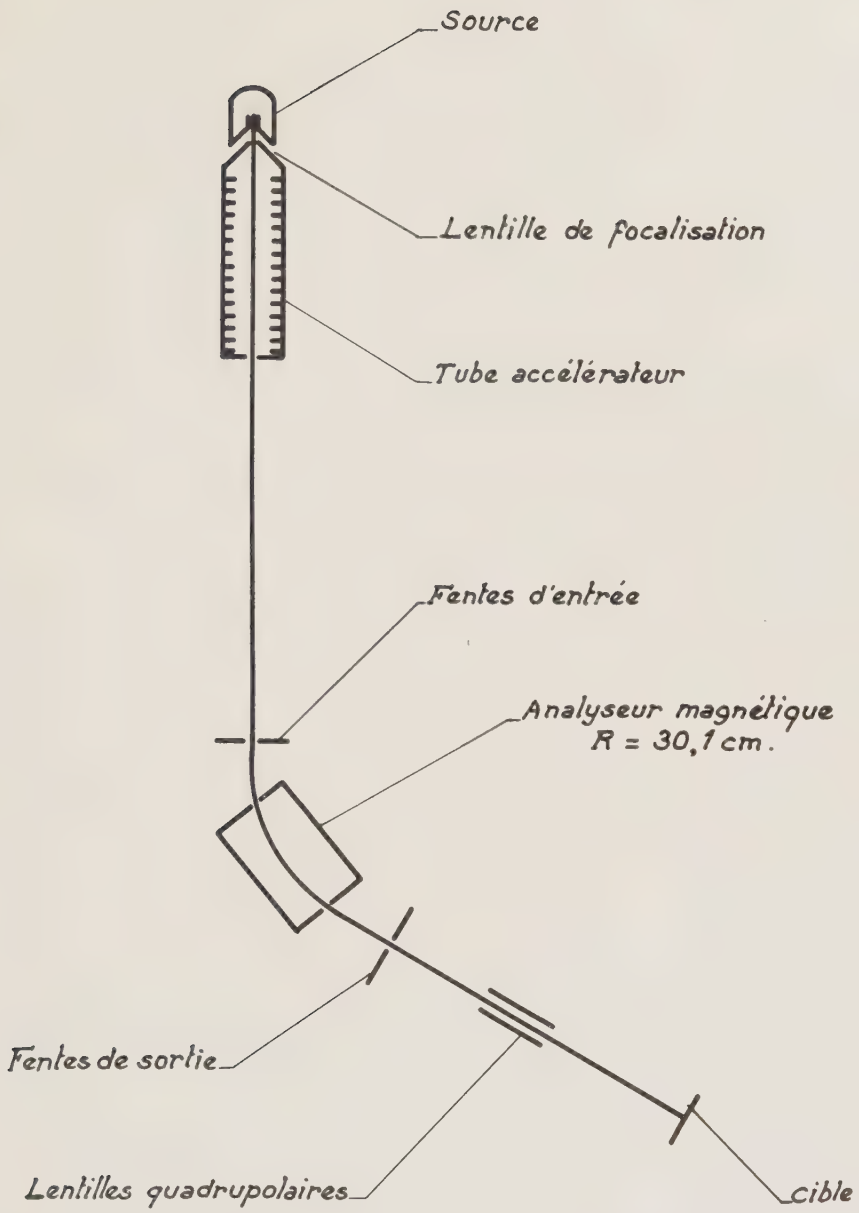


Figure B.1.2

Schéma de principe des divers constituants de l'accélérateur

On déduit de (4) la relation classique

$$BR\,e = m\,v \qquad (5)$$

où R rayon de la trajectoire
m masse de la particule.

Pour une induction donnée, des particules de masses différentes auront des trajectoires de rayons différents, ce qui permet de trier le faisceau. D'après (5), pour une induction donnée, des particules d'énergies différentes décriront des cercles de rayons différents, d'où l'importance de la présence des diaphragmes à l'entrée et à la sortie de l'analyseur. Considérons ce qui se passe pour des fentes de sorties écartées de $2\Delta x$ (figure B.I-3).

La particule moyenne décrira un cercle de rayon R, la particule extrême un cercle de rayon R' ; Δx étant petit par rapport aux autres dimensions on peut écrire d'après (5) en appelant E l'énergie.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta R}{R} \quad \text{avec } \Delta R = R' - R \qquad (6)$$

Nous pouvons écrire de manière approchée, ΔR étant petit.

$$\frac{\Delta x}{\Delta R} = \frac{1 + R}{R} \qquad (7)$$

(8) soit $\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta x}{1 + R}$ et en remplaçant cette valeur de $\frac{\Delta R}{R}$

dans (6) on aura

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\,\Delta x}{1 + R} \qquad (9)$$

Dans notre cas 1 = 2 mètres ; R = 30, 1 cm et $2\Delta x = 0,5$ mm on obtient $\frac{\Delta E}{E} \quad 3.10^{-4}$ ce qui est une valeur limite inférieure. Si on tient compte de la dispersion provenant de l'écartement des diaphragmes à l'entrée de l'aimant d'analyse on peut espérer obtenir $\frac{\Delta E}{E} < 10^{-3}$.

L'analyseur agit aussi sur les particules en tant que système optique. On sait qu'un secteur magnétique présente des propriétés de focalisation dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Le champ de fuite peut être utilisé à focaliser les particules dans un plan parallèle au champ magnétique ou plan axial. (Référence B.I-20).

L'analyseur magnétique du Van de Graaff que nous avons utilisé (Photo B.I-2) met en oeuvre le principe de la double focalisation, c'est-à-dire qu'il est possible d'obtenir en un même point une focalisation dans les deux plans. Un shimming est prévu pour cela, afin que l'on puisse régler les angles d'incidence ε_1 et ε_2.

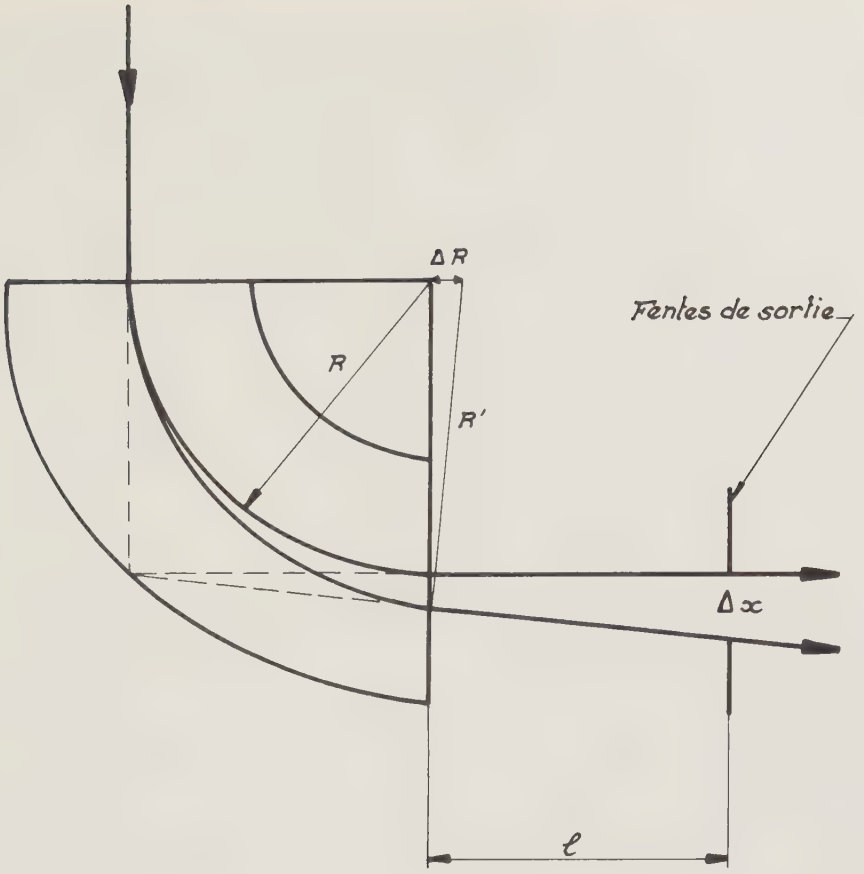
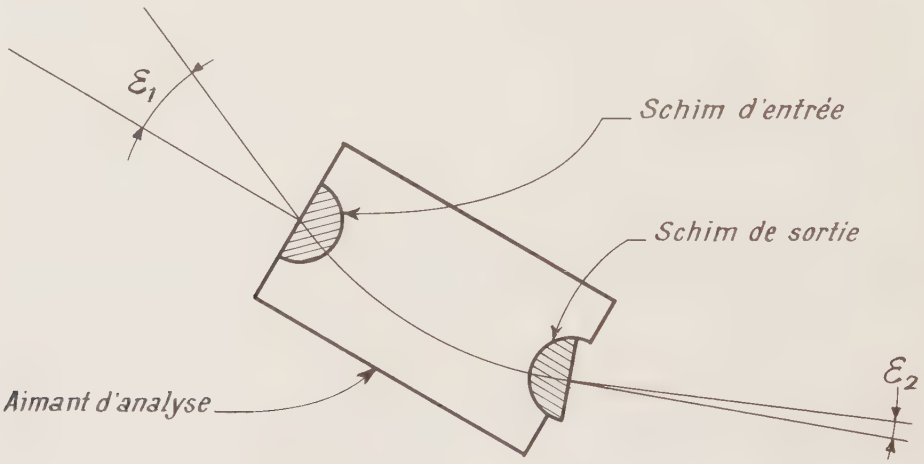


Figure B.1.3

Schéma de la trajectoire du faisceau dans l'aimant d'analyse

Aux endroits où le faisceau pénètre et sort de l'analyseur, se trouvent placés de part et d'autre de la chambre à vide deux secteurs semi-circulaires comme il est représenté sur la figure B.I-4.



- FIGURE B.I-4 -

En modifiant leur position, on modifie les angles d'incidence et d'émergence ε_1 et ε_2. On voit les avantages qu'apporte la double focalisation. Sans sacrifier la résolution, on peut augmenter considérablement l'intensité du courant transmis sur la cible. D'autre part celle-ci rend possible la formation d'une bonne image du faisceau et ceci a beaucoup d'importance lorsque l'on désire faire passer le faisceau à travers un diaphragme ou lorsque l'on veut le reprendre par une lentille quadrupolaire.

b) Dispersion due à l'épaisseur de la cible

L'épaisseur de la cible pour la réaction T (p, n) ^{3}He est connue avec une bonne précision et est déduite de son poids en Titane (Référence B.I-1) compte-tenu d'une proportion de 1 atome de Tritium pour 1 atome de Titane environ.

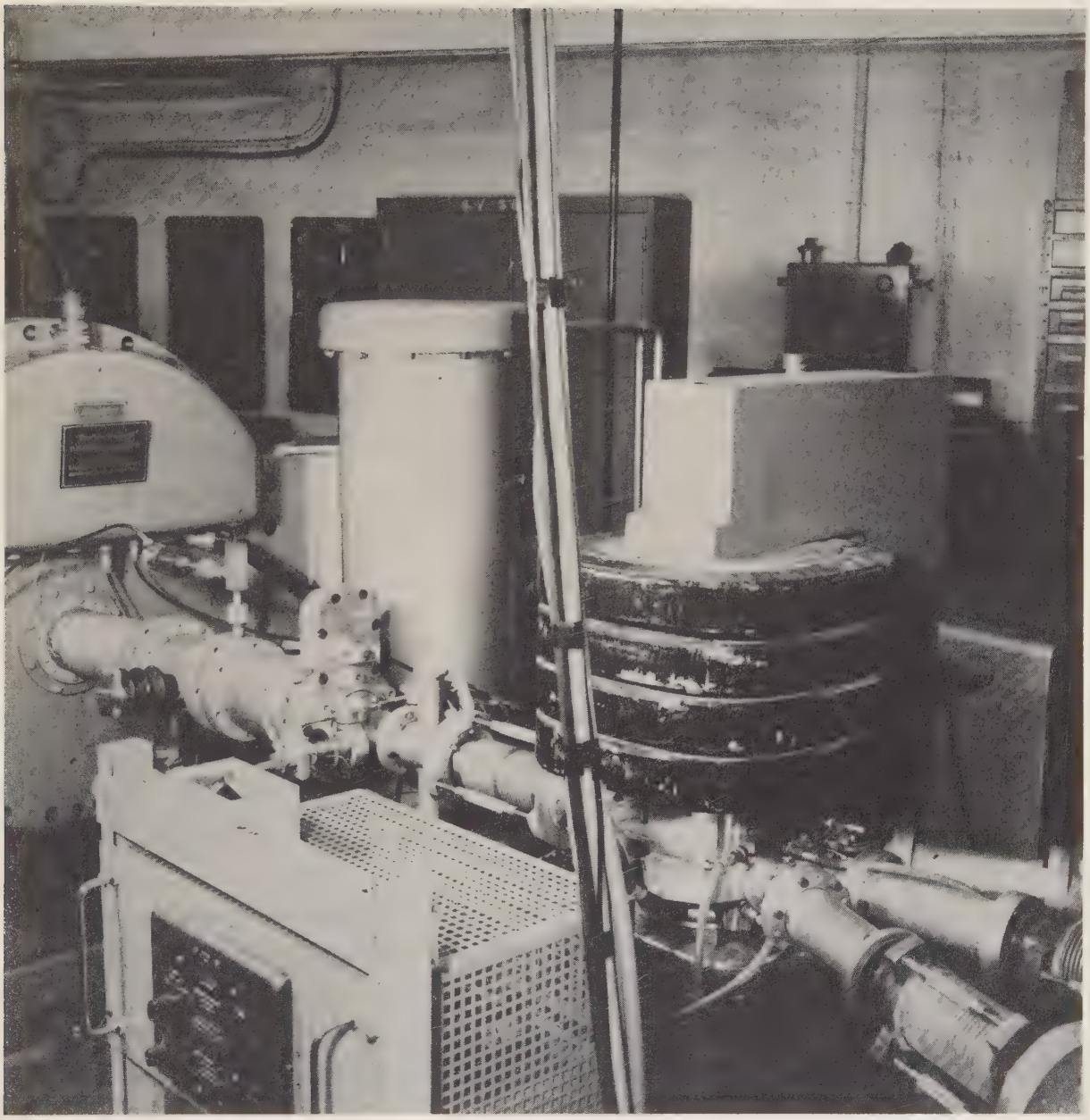
c) Dispersion due à l'angle sous tendu par le détecteur

Quant à l'angle sous tendu par le détecteur, on peut lui donner une valeur suffisamment faible à laquelle correspond une dispersion négligeable. L'énergie des neutrons dépend de l'énergie des protons incidents sur la cible. Elles sont reliées par la relation ci-dessous :

$$En = Ep \frac{Mp.\ Mn}{[Mn + M\,He^3]^2} \left\{ 2\cos^2\theta n + \frac{MHe^3\,(Mn + MHe^3)}{Mp.\ Mn} \left[\frac{Q}{Ep} + \left(1 - \frac{Mp}{MHe^3}\right)\right] \right.$$

$$\left. \pm 2\cos\theta n \left[\cos^2\theta n + \frac{MHe\,(Mn + MHe^3)}{Mp.\ Mn}\left[\frac{Q}{Ep} + \left(1 - \frac{Mp}{MHe^3}\right)\right]\right]^{1/2} \right\}$$

(Mp masse du proton
ou (M n
(Mn masse du neutron



(Photo B.I. 2)

Face avant de l'accélérateur avec l'aimant d'analyse

(MHe^3 masse de l'Hélium 3

(θ_n angle d'émission du neutron par rapport au faisceau incident

(Ep énérgie des protons incidents

(En énergie des neutrons émis à un angle θ_n

(Q bilan énergétique de la réaction.

Pour une énergie de proton incident fixe on calcule la variation ΔE_n correspondant à une ouverture d'angle $\Delta \theta_n$. On remarque sur cette formule que la dispersion sera minimum pour cos $\theta = \pm 1$ ou $\theta = 0°$ ou 180°. Nous avons choisi la direction $0 = 0°$ et, dans ce cas la dispersion angulaire est du second ordre. Dans l'expérience l'ouverture du cône était telle que la dispersion ΔE_n était inférieure au keV.

d) Mesure expérimentale de la dispersion en énergie.

Les trois éléments étant connus, il est intéressant de mesurer la dispersion expérimentale totale de l'ensemble. Pour cela nous avons mesuré la résonance du Soufre à 585 ke V dont la largeur naturelle est de l'ordre de 1,5 keV (référence B.I-2 et référence B.I-3). Notre mesure a été obtenue dans les conditions suivantes :

diaphragme à l'entrée de l'aimant ϕ = 1 mm

diaphragme à la sortie de l'aimant ϕ = 0,5 mm.

Un troisième diaphragme ϕ = 1mm était placé en bout d'extension pour fixer le point d'impact sur la cible. La distance source détecteur a été choisie égale à 50 centimètres, ce qui entraîne une dispersion inférieure à 1 keV. La mesure a été faite à plusieurs reprises. Dans une première série nous avons déterminé l'énergie à l'aide du champ de l'aimant d'analyse. Le gaussmètre ne permettait pas une précision de l'ordre du demi-keV dans les variations, ce qui nous empêchait de décrire parfaitement la résonance. L'expérience a été continuée en portant la cible à un potentiel négatif pouvant varier de 0 à 10.000 volts, ce qui nous permettait de faibles variations bien connues de l'énergie des protons incidents. Dans ces conditions, la résonance a été décrite avec une bonne précision. Nous avons obtenu une largeur à mi-hauteur de 2,5 keV (Figure B.I-5) ce qui nous donne un $\Delta E_n = \pm 2$ ke V en posant :

$$\Gamma_{mesuré} = \sqrt{\Gamma_n^2 + \Delta E_n^2} \qquad (10)$$

où Γ_n représente la largeur naturelle du niveau.

A la suite de ce résultat, on s'aperçoit que l'épaisseur de la cible a été surestimée. Dans nos mesures de section efficace neutronique la connaissance de l'épaisseur de la cible sera suffisante pour avoir la valeur maximum de la dispersion.

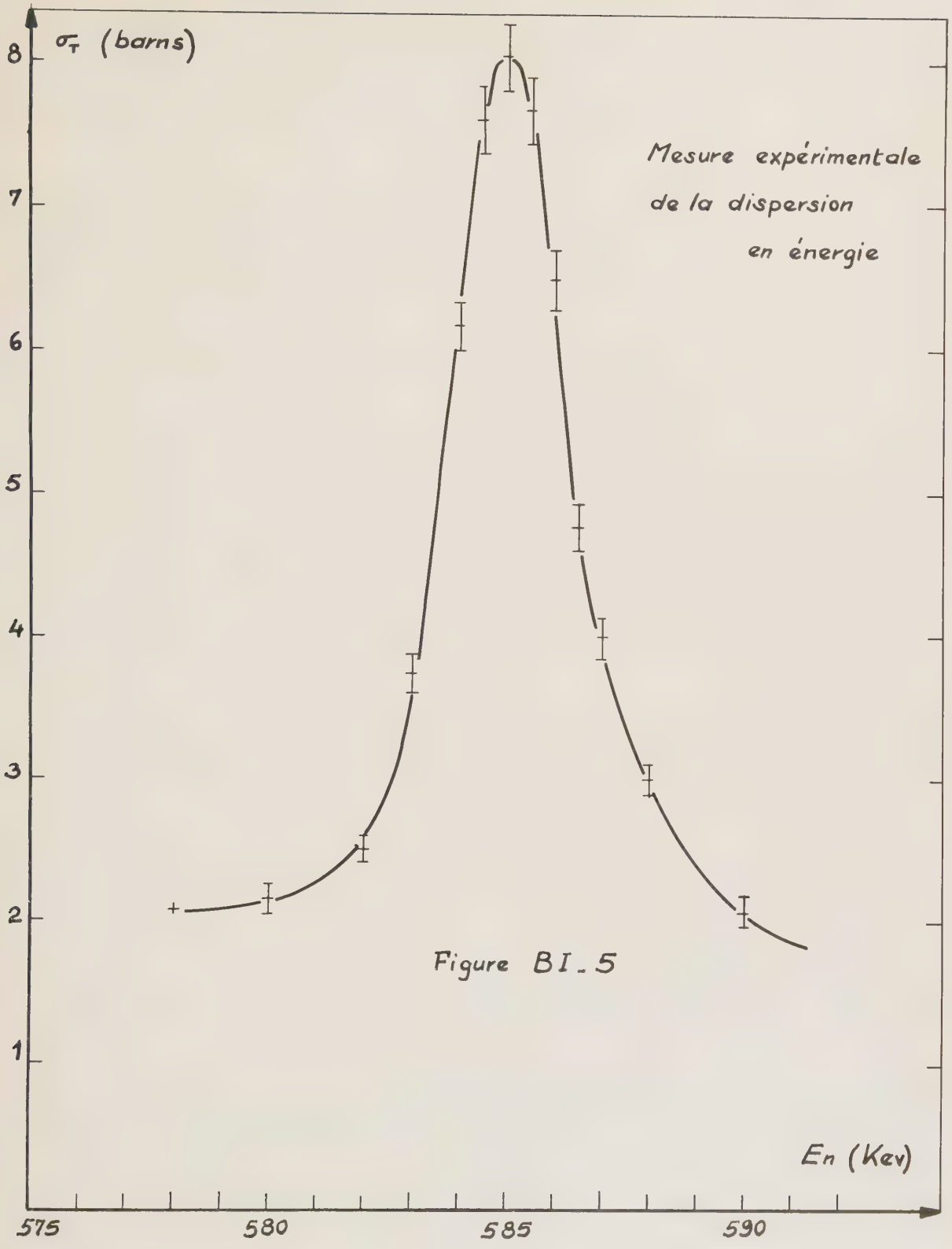

σ_T (barns)
8
7
6
5
4
3
2
1
Mesure expérimentale
de la dispersion
en énergie
En (Kev)
575
580
585
590

Figure BI_5

B.I-6 Etalonnage de l'accélérateur

a) Mesure du champ magnétique par résonance paramétrique nucléaire.

De toutes les méthodes de mesures des champs magnétiques, la résonance paramagnétique nucléaire apparaît comme la plus intéressante, dès que la précision recherchée dépasse 10^{-3}.

Dans cette méthode, la mesure du champ est ramenée à une mesure de fréquence, grandeur que l'on sait déterminer avec beaucoup de précision, le facteur de proportionnalité étant caractéristique de la substance utilisée et ne dépendant pas des conditions extérieures.

b) Principe de la méthode

A l'emplacement du champ d'induction B à mesurer, on place la sonde du gaussmètre. Cette sonde contient une bobine oscillatrice faisant partie d'un circuit oscillant. L'axe de cette bobine est perpendiculaire au champ magnétique. A l'intérieur de cette bobine se trouve un échantillon contenant des noyaux d'hydrogène (ce qui nous permet de mesurer des champs compris entre 300 et 7500 gauss suffisants pour dévier le faisceau de protons entre 1 et 2 MeV).
Lorsque la fréquence f du circuit oscillant et le champ d'induction B sont tels que la relation

$$(11) \quad 2\pi f = \gamma B$$

soit vérifiée, les noyaux de l'échantillon absorbent de l'énergie, on dit qu'il y a résonance. Cette absorption d'énergie entraîne une diminution du coefficient de surtension Q de la bobine d'où une diminution du niveau d'oscillation.

(γ est une constante caractéristique du noyau qui absorbe l'énergie. On
(l'appelle le rapport gyromagnétique
(f est la fréquence de résonance du noyau pour le champ B.

c) Mesure de la constante K

Le champ magnétique mesure la quantité de mouvement de la particule

$$(12) \quad BRe = p$$

et cette formule est valable en relativité. La résonance magnétique mesure donc la quantité de mouvement. Si nous considérons que la vitesse des particules n'est pas négligeable vis à vis de celle de la lumière on peut écrire

$$(13) \quad BR = \frac{\sqrt{E^2 + 2E\, mo\, C^2}}{ec}$$

E désignant l'énergie cinétique, m_o la masse de la particule au repos. Si l'on tient compte de l'équation caractérisant la résonance paramagnétique nucléaire qui est de la forme

$$(14) \quad F = \alpha B$$

on peut lier fréquence et énergie suivant les deux relations, la première valable dans le cas non relativiste

$$(15) \qquad E = KF^2$$

la seconde valable dans le cas relativiste

$$(16) \qquad E \left(1 + \frac{E}{2 m_o C^2}\right) = KF^2$$

Remarquons qu'à 2 MeV le facteur de correction est de l'ordre de 10^{-3} ce qui est inférieur à la précision des mesures.

Nous avons donc la possibilité de ramener une mesure d'énergie à une mesure de fréquence qui peut être faite d'une manière commode avec une grande précision. Il est nécessaire pour cela de déterminer la constante K.

1) Réactions d'étalonnage

L'étalonnage consistera à utiliser des réactions nucléaires dont les énergies sont parfaitement connues. Celles-ci nous servirons d'étalon pour la détermination de K, que nous reprenons avant chaque expérience.

Parmi les réactions nucléaires bien connues et convenant parfaitement à la détermination de K (référence B.I-4) nous avons choisi l'étude de la réaction des protons sur le Fluor, ainsi que l'étude des seuils des réactions (p,n) sur le Tritium et le ^{7}Li.

Nous décrirons tout d'abord les réactions produites par les protons sur une cible de Fluor. Toutes produisent des rayons gamma. Elles sont de trois sortes ^{19}F (p, $\alpha\gamma$) ^{16}O, ^{19}F (p, p' γ) ^{19}F et ^{19}F (p, γ) ^{20}Ne. Nous avons représenté figure B.I-6 le schéma d'émission de la réaction ^{19}F (p, $\alpha\gamma$) ^{16}O. Les gamma émis par $^{16}O^{\star}$ ont des énergies de 6,1, 6,9 et 7,1 MeV.

Ils résultent de l'émission de trois groupes de particules α lors du passage du $^{20}Ne^{\star}$ à $^{16}O^{\star}$.

Dans la suite de cette étude nous n'établirons pas de différence entre ces divers rayonnements gamma. On s'est référé au travail de Hunt (B.I-5) qui a mesuré les énergies de résonance des protons de façon absolue à l'aide d'un analyseur électrostatique. Nous donnons ci-après un tableau des résonances comprises entre 0,8 et 2 Me V.

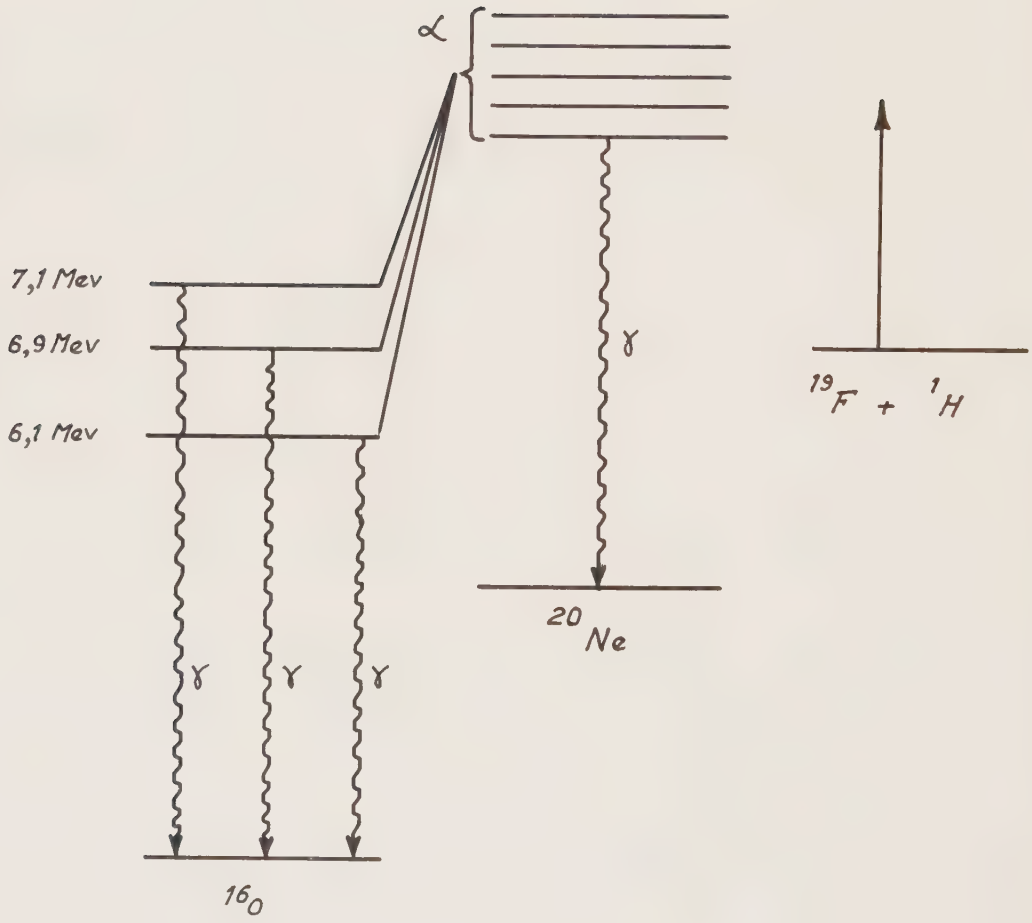


Figure B.I.6

Energie en keV	Largeur en mi-hauteur en keV
874,5 ± 0,9	5,4 ± 0,3
935,1 ± 0,9	8,6 ± 0,5
1090 ± 1,0	0,7 ± 0,3
1123 ± 2,0	22 ± 5
1140 ± 1	2,5 ± 5
1189 ± 7	110 ± 20
1283 ± 1,4	18,6 ± 1,0
1348 ± 1,3	5,6 ± 0,5
1375 ± 1,4	11,0 ± 1,0
1607 ± 1,6	6,0 ± 1,0
1694 ± 1,7	35,0 ± 3,0
2030 ± 3,0	120 ± 20

TABLEAU B.I- 1

Toutes ces résonances ne sont pas intéressantes pour un étalonnage. Nous avons seulement utilisé celles dont la section efficace est importante, en particulier celles correspondant à une énergie de protons de 874,5 keV, 935,1 keV, 1348 keV et 1375 keV.

Nous représentons sur la figure B.I-7 l'appareillage utilisé pour la détection des rayonnements gamma. Il est constitué d'un photomultiplicateur 56 AVP couplé à un scintillateur Na I de dimensions 4,5 x 5 cm. Un circuit seuil différentiel nous permet de choisir la partie intéressante du spectre, et d'éliminer le pic d'échappement à 511 keV ainsi qu'un maximum de compton provenant du pic photoélectrique étudié. Ce circuit seuil différentiel reçoit les impulsions provenant de la 14ème dynode du photomultiplicateur. Les impulsions de sortie sont envoyées d'une part dans une échelle de comptage d'autre part ouvrent la porte d'un sélecteur dont la quatorzième dynode commande la voie linéaire. Le moniteur de l'expérience est un intégrateur de courant qui mesure le flux de charges, frappant la cible. Une commande automatique Marche - Arrêt permet le blocage et le démarrage de l'échelle et du sélecteur à l'aide de l'intégrateur de courant.

Nous avons utilisé des cibles de LiF. Nous n'étions pas génés par la présence du ^{7}Li car le seuil de la réaction $^{7}Li\,(p,n)^{7}Be$ n'est qu'à 1881 KeV. Le LiF était évaporé sous vide sur des supports de cuivre.

La masse déposée pouvait être connue avec une très grande précision par la méthode du quartz décrite par LOSTIS (référence B.I-6) dont nous avons réalisé un montage et vérifié son excellent fonctionnement (référence B.I-7).

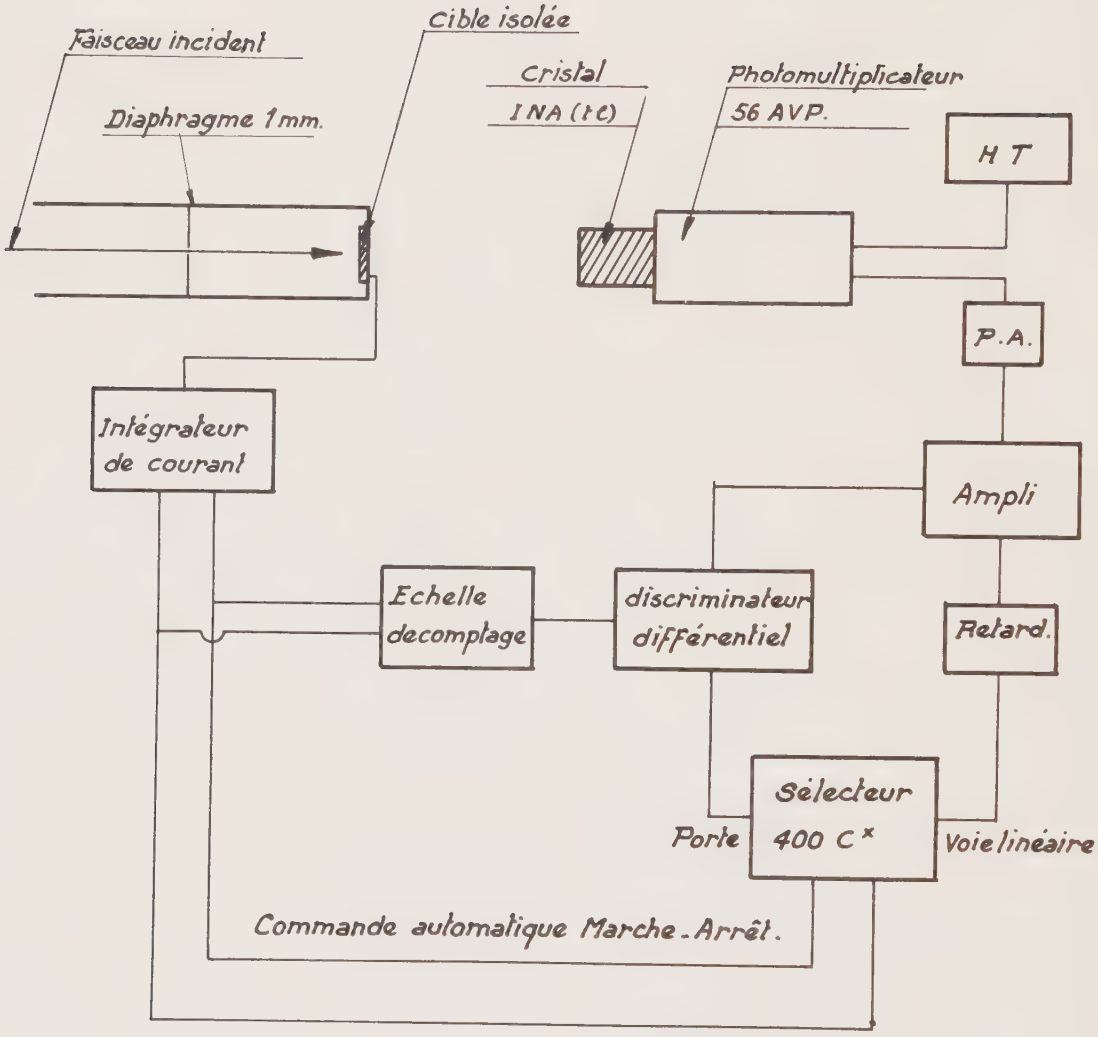


Figure B.I.7

Appareillage pour le relevé des spectres gamma.

L'épaisseur en énergie des cibles joue un rôle très important dans la détermination de K. La détermination de K ne peut se faire qu'en utilisant des cibles épaisses ou des cibles minces dont on connait l'épaisseur. Ces problèmes ont été étudiés par WA. FOWLER et al (référence B.I-8) et par MORRISH (référence B.I-9). Le point d'inflexion de la courbe correspondant à une cible épaisse donne la valeur de la résonance. Pour une cible mince le maximum du pic est déplacé et ce d'autant plus que l'épaisseur de la cible augmente.

Prenons par exemple une cible d'épaisseur Δx correspondant à une épaisseur en énergie - Γ_c, on peut écrire

$$\gamma = \kappa \int_{0}^{\Delta x} \sigma(E)\, dx \qquad (17)$$

où $\sigma(E)$ désigne la section efficace

k une constante

ou encore

$$\gamma = \kappa \int_{E}^{E - \Gamma_c} \sigma(E) \left(\frac{\partial x}{\partial E}\right) dE \qquad (18)$$

en admettant que $\frac{\partial x}{\partial E}$ est constant sur la résonance. Si on utilise la formule de BREIT et WIGNER à un niveau dans sa forme la plus simple c'est à dire

$$\sigma = (E) = \frac{A}{(E - Er)^2 + (\frac{\Gamma r}{2})^2} \qquad (19)$$

où A à la résonance est une constante

Γr représente la largeur de la résonance

E_r l'énergie à la résonance

En reportant l'expression de $\sigma(E)$ dans (18) et en considérant $\frac{\partial x}{\partial E}$ constant il vient

$$\gamma = \kappa' \int_{E}^{E - \Gamma_c} \frac{dE}{(E - E_r)^2 + (\Gamma_{r/2})^2} \qquad (20)$$

et après intégration

$$\gamma = \kappa' \left[\text{Arctg} \frac{E - E_r}{\Gamma r/2} - \text{Arctg} \frac{E - E_r - \Gamma_r}{\Gamma r/2} \right] \qquad (21)$$

Pour une cible épaisse cette équation devient

$$\gamma = \kappa' \left[\text{Arctg} \frac{E - E_r}{\Gamma r/2} + \frac{\pi}{2} \right] \qquad (22)$$

Pour une cible mince d'épaisseur Γ_c le maximum de l'équation (21) a lieu pour

$$Emax = E_r + \frac{\Gamma c}{2} \qquad (23)$$

et pour cette valeur

$$\gamma \, max \, (\, \Gamma c) = 2 \, k' \quad Arctg \, \frac{\Gamma c}{\Gamma r} \qquad (24)$$

Pour une cible épaisse d'après (22)

$$\gamma_{max} \, (\infty) = k' \pi \qquad (25)$$

$\gamma_{max} \, (\, \Gamma c)$ et $\gamma_{max} \, (\infty)$ représentent les maxima.

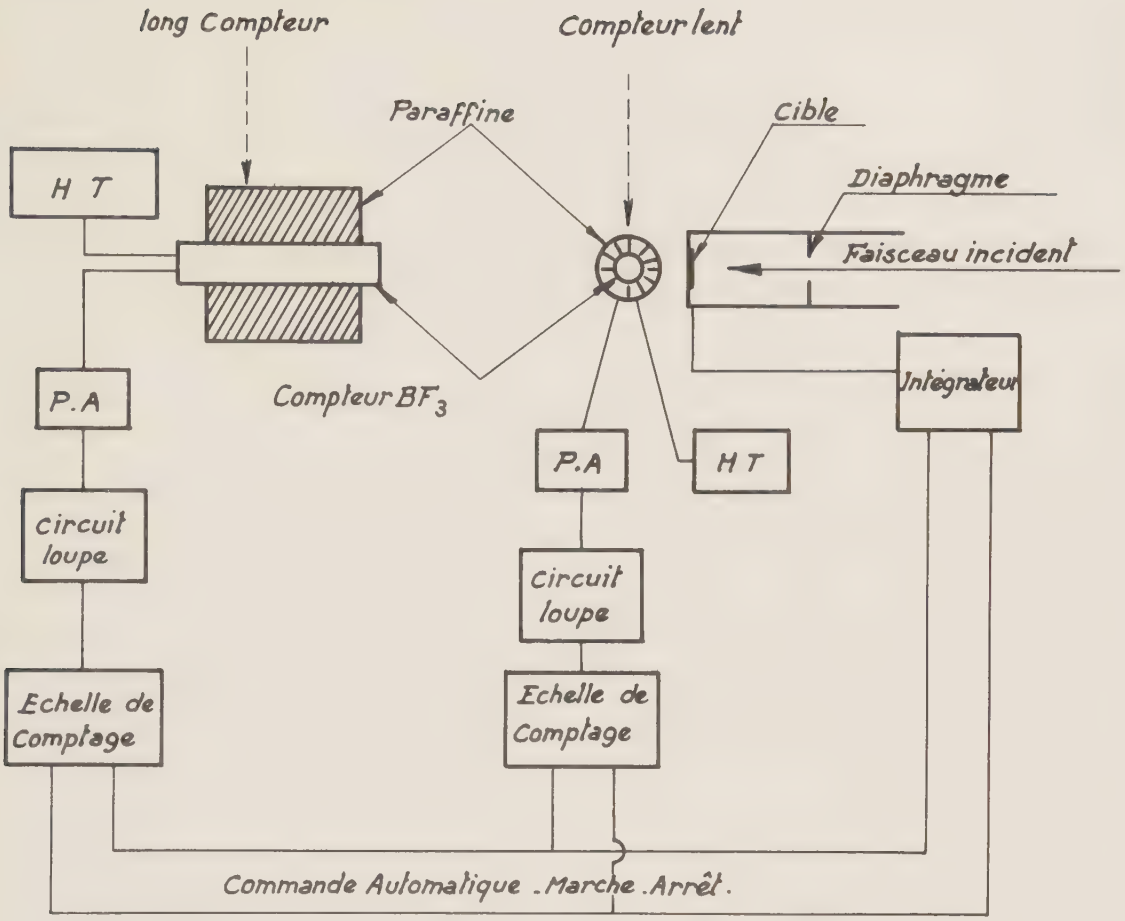
Le rapport (26) $\dfrac{\gamma max \, (\, \Gamma c)}{\gamma max \, (\infty)} = \dfrac{2}{\pi} \, Arctg \, \dfrac{\Gamma c}{\Gamma r}$ et la connaissance de Γ_n permettent de déterminer Γ_c d'où l'épaisseur de la cible (d'une façon grossière).

En résumé la connaissance du poids de la cible avec une grande précision est nécessaire pour effectuer un bon étalonnage avec des cibles minces. Le maximum est décalé de $\frac{\Gamma c}{2}$ par rapport à la valeur réelle de l'énergie de résonance.

2) Réactions à seuil

Nous avons utilisé, pour compléter l'étalonnage de l'accélérateur, les mesures des seuils des réactions T (p,n) ^{3}He et ^{7}Li (p,n) ^{7}Be. L'énergie seuil de ces réactions est connue avec une très grande précision. Pour la première BONDELID ; BUTLER ; del CALLAR ; KENNEDY (référence B. I-10) donnent $E_s = 1,0197 \pm 0,0005$ MeV, tandis que pour la seconde J. B. MARION (référence B. I-11) donne $E_s = 1,8807 \pm 0,0004$ MeV.

Nous avons utilisé la méthode des deux compteurs préconisée par WILLARD et PRESTON (référence B. I-12), BONNER et COOK (référence B. I-13) et (référence B. I-14). La figure B. I-8 représente la géométrie utilisée. Les neutrons sont détectés à l'aide de B F3 très sensibles aux neutrons lents. Le premier BF3 ou compteur lent (le plus près de la cible) est sensible préférentiellement aux neutrons produits au seuil, tandis que le second détecteur (long compteur) a une réponse plus ou moins uniforme. L'énergie seuil est déterminée en faisant le rapport du taux de comptage du compteur lent à celui du long compteur. Ce rapport est en première approximation indépendant des résonances du noyau composé. Les taux de comptage étant pris simultanément sur les deux compteurs, il y a compensation des hétérogénéités de la cible.



a) le compteur lent est entouré de 2 cm de paraffine sur une longueur de 10 cm.
b) le long compteur est entouré d'un cylindre de paraffine 15 cm de diamètre sur une longueur de 25 cm.

Figure B.I_8

Géométrie de la méthode des deux compteurs pour la mesure d'un seuil de réaction (p,n).

Les impulsions provenant des deux BF3 après adaptation dans un préampli sont envoyées dans un circuit "LOUPE" qui permet à l'aide d'un seuil d'éliminer les impulsions parasites dues au bruit de fond et d'amplifier les impulsions retenues afin de les compter. Nous présentons nos résultats sur la figure B.I-9. On voit la montée brutale des points provenant du rapport des deux compteurs.

En combinant l'étude des réactions des protons sur le Fluor et les mesures de seuils de réactions, nous avons pu obtenir six valeurs pour la détermination du paramètre K essentiel à l'étalonnage de l'accélérateur. En effet connaissant avec précision les différentes valeurs de E, et de F déterminées par l'ensemble gaussmètre fréquencemètre on déduit des relations (19) ou (20) suivant la précision recherchée la valeur de K.

d) Précision de l'étalonnage

On peut calculer l'erreur sur K à partir des relations (15) ou (16).

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta E}{E} + 2\frac{\Delta F}{F} \qquad (27)$$

Les résultats donnés par S. E. HUNT ; K. FIRTH (référence B.I-5) le sont avec une erreur relative pour l'énergie de 10^{-3}. Quant à l'erreur sur la fréquence elle est très faible. Elle peut être mesurée à 1 K Hz près ce qui entraîne pour une fréquence de 10 M Hz par exemple une erreur relative de

$$\frac{\Delta F}{F} = 10^{-4}$$

On peut donc déduire l'erreur relative sur K

$$\frac{\Delta K}{K} \# 1,2 \cdot 10^{-3}$$

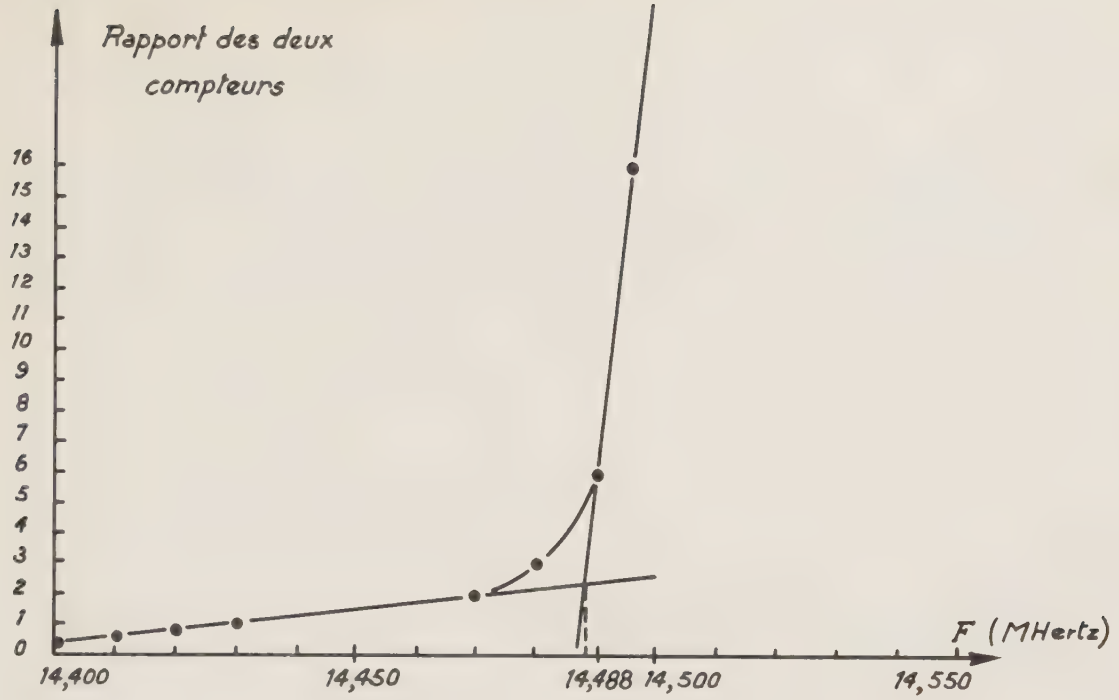
e) Affichage d'une énergie

Connaissant K, on peut inversement déterminer la fréquence pour une énergie donnée. Cette énergie sera affichée avec une erreur que l'on peut évaluer. On peut écrire :

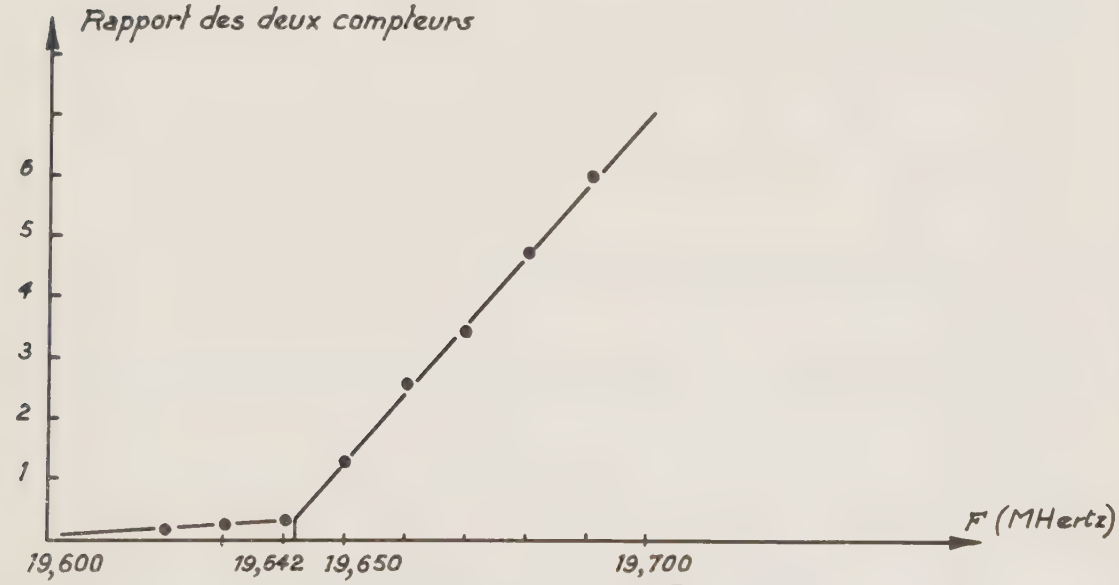
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta K}{K} + 2\frac{\Delta F}{F}$$

Prenons toujours l'exemple d'une fréquence de 10 M Hz, l'erreur relative que l'on commettra sur l'énergie sera

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 1,4 \cdot 10^{-3}$$



a) seuil de la réaction $T(p,n)He^3$



b) Seuil de la réaction $^7Li(p,n)^7Be$

Figure - B I 9

Energies seuils des réactions $T(p,n)^3He$ et $^7Li(p,n)^7Be$.

On pourra donc déterminer l'énergie du faisceau avec une erreur relative de $1,4 . 10^{-3}$. On remarquera que lorsque l'énergie croît, donc la fréquence, l'erreur relative sur la fréquence diminue et par suite l'erreur sur l'énergie .

B.I-7 Système de détection

Nous traiterons dans ce paragraphe les questions relatives à l'électronique associée au scintillateur, à la mise au point et à l'utilisation d'une discrimination de forme neutron-gamma, et à la mise en oeuvre d'une télécommande permettant le positionnement des échantillons et du cône d'ombre pour mesurer le bruit de fond.

a) Electronique associée

Les neutrons sont détectés à l'aide d'un cristal de Stilbène de dimensions 2,5 x 3,7 cm couplé à un photomultiplicateur 56 AVP. Le couplage optique entre le cristal et le verre du photomultiplicateur est réalisé à l'aide de graisse de Silicone. Les dynodes sont protégées des champs électriques ou magnétiques extérieurs par une feuille de ⌜ métal. L'ensemble est placé dans une gaîne d'Aluminium étanche à la lumière vissée sur un support contenant la chaîne d'alimentation du tube 56 AVP. Ce tube comporte deux voies de sorties lentes, une discrimination de forme neutron-gamma que nous décrirons en détail, et une voie linéaire provenant de la treizième dynode. Les signaux de chaque voie passent après amplification dans un discriminateur puis dans un système de coïncidence lente du type "dynatron". La sortie des coïncidences lentes est envoyée d'une part dans une échelle de comptage, d'autre part elle commande la porte du sélecteur multicanaux sur lequel on contrôle la discrimination neutron-gamma (Figure B.I-10).

b) Discrimination de forme neutron-gamma

Le cristal de Stilbène est sensible aux neutrons, de même qu'aux rayonnements gamma provenant de réactions produites par les protons sur les tubes d'Aluminium et sur le support en cuivre de la cible. Pour obtenir une mesure précise de section effficace neutronique il est nécessaire d'éliminer les impulsions provenant de ce rayonnement gamma.

Il existe actuellement de nombreux circuits de discrimination neutron-gamma pour scintillateurs plastiques ou organiques. Le principe physique appliqué est maintenant bien connu sinon bien expliqué depuis les travaux de BROOKS (Référence B.I-15) et OWEN (Référence B.I-16).

Nous décrirons deux montages différents, le premier étant réalisé sans emploi de l'anode et réalisé par P. YVON (Référence B.I.-17) le second utilisant l'anode et présentant l'avantage d'avoir un temps mort relativement court grâce à l'emploi d'un transistor monté en

écrêteur qui permet de se débarasser de la partie rapide de l'impulsion laquelle ne contient pas d'information sur la nature de la particule.

b) 1 - Principe de la méthode

BROOKS fut le premier à montrer que certains scintillateurs produisaient des scintillations différentes lorsqu'ils étaient excités par des électrons ou par des protons c'est à dire par des gamma ou des neutrons. L'impulsion résultante à la sortie du Photomultiplicateur est légèrement différente dans sa forme pour les deux particules.

Si on étudie cette impulsion électrique, on s'aperçoit que le courant I (à un instant t) reçu par l'anode ou une dynode du PM est de la forme

$$I = \sum Ai \quad e^{-\frac{t}{Ti}} \qquad (28)$$

Le temps de montée des impulsions est le même pour les deux particules, pour un scintillateur donné. Il est de l'ordre de 2,5 ns pour des scintillateurs rapides du type STILBENE, NE 150 ou NE. 213.

La décroissance de l'impulsion peut être décomposée en deux parties distinctes : une décroissance rapide et une décroissance lente, telles que la charge à un instant t soit de la forme (référence B.I-18).

$$Q = A \quad e^{-\frac{t}{T_1}} + B\, e^{-\frac{t}{T_2}} \qquad (29)$$

Pour le Stilbène, T_1 est de l'ordre de $6,8 \cdot 10^{-9}$s et ne dépend que très peu de la particule provoquant la scintillation. Par contre T_2 de l'ordre de $370 \cdot 10^{-9}$s varie fortement suivant que la particule ionisante est un proton ou un électron. Le rapport des flux lumineux B_{T_2}/A_{T_1} dépend de la particule génératrice de photons, et croît avec la masse de la particule. Cette différence permet, en particulier, de distinguer les scintillations produites par les neutrons et par les gamma.

b) 2 - Principe du montage sans emploi de l'anode

Le montage consiste à comparer, pour chaque scintillation, deux signaux de polarités opposées et dont les amplitudes dépendent différemment de chacune des deux composantes. Le procédé le plus simple utilisé par OWEN est basé sur le phénomène particulier que l'on rencontre lorsque l'on utilise le photomultiplicateur en mettant l'anode à la masse et en règlant la résistance de charge de la dernière dynode de telle manière que le rôle de cette dynode soit à la limite entre le rôle d'anode (impulsion négative provoquée par le fait que l'on sup-

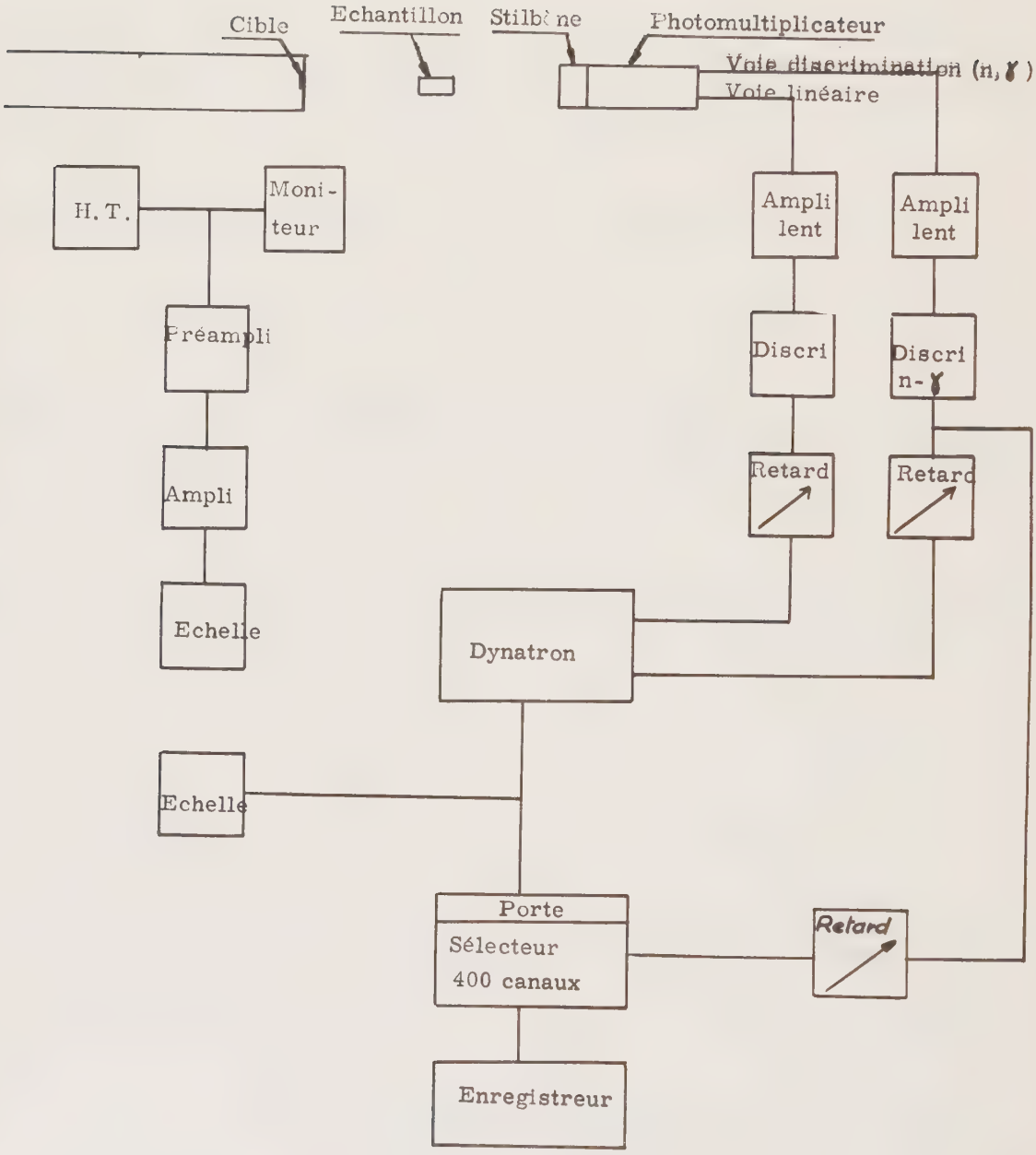


Figure BI . 10

- Schéma Electronique -

prime l'émission secondaire), et le rôle de dynode (impulsion positive).

Notre montage est basé sur le principe de BROOKS qui consiste à prélever du photomultiplicateur les impulsions provenant de l'anode et de la dernière dynode. L'impulsion d'anode (négative) est intégrée avec une constante de temps assez longue (de l'ordre de quelques μs) tandis que l'impulsion de la dernière dynode est élargie à l'aide d'une diode. Le mélange de ces deux nouvelles impulsions longues permet d'obtenir un signal différent suivant que la particule détectée est un gamma ou un neutron. La différence qui existe entre les temps de décroissance $T_{2\gamma}$ et T_{2n} est suffisante pour produire une impulsion qui devient positive pour un neutron et qui reste négative pour un gamma.

C'est un montage basé sur ce dernier principe que nous présentons. Dans notre cas il est possible de remplacer pour la discrimination le signal d'anode par une impulsion provenant d'une dynode, après inversion par un tube électronique.

Le signal S_1 mesurant la hauteur de l'impulsion A provient de la treizième dynode. Il est inversé et amplifié à l'aide d'une triode. Une contre réaction de cathode permet de compenser dans le cas de la triode, la capacité grille plaque. Un potentiomètre P_1 servant de résistance de charge de la plaque permet de choisir un gain maximum qui conserve néanmoins au signal la forme de l'impulsion originelle. La hauteur de celle-ci dépend peu de la composante lente, seule la composante rapide charge le voltmètre de crête placé à la suite. Le signal S_1 provenant de celui-ci, a un temps de montée dépendant de $\rho\, C_1$ (ρ résistance directe de la diode) et un temps de descente $R_1\, C_1$. Une mesure correcte exige $R_1 > \rho$. En prenant $C_1 = 100$ pF et $R_1 = 10$ K Ω on obtient un retour à l'équilibre en quelques microsecondes. La surface de S_1 est proportionnelle à A.

Le second signal S_2 provient de la dernière dynode (quatorzième). La surface est proportionnelle à $AT_1 + BT_2$. Nous lui donnerons une forme semblable à S_1, pour cela on utilisera une capacité C_2 en parallèle sur la résistance de charge R_2 qui allongera l'impulsion et si $R_2\, C_2 \sim R_1\, C_1$ les décroissances des impulsions S_1 et S_2 sont rendues identiques dans leurs parties terminales.

Le rôle du circuit intégrateur $R_3\, C_3$ est d'augmenter le temps de montée du signal S_2 de sorte qu'il soit supérieur à celui de S_1. Après mélange des deux impulsions S_1 et S_2 dans un potentiomètre M on obtient une impulsion de la forme ci-dessous :

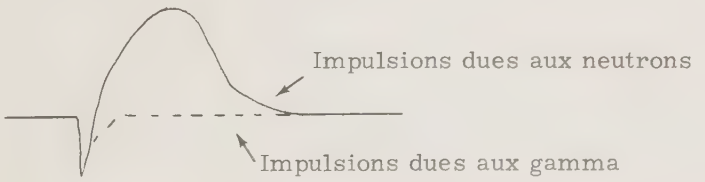


Fig. B I. 11 - IMPULSION APRES MELANGE de S_1 et S_2

Ce réglage entraîne dans bien des cas au début du signal de sortie une courte impulsion négative, suivie dans des conditions que l'expérience montre être optimum, d'une impulsion positive, seule enregistrée dans la suite des circuits, d'amplitude proportionnelle à l'énergie de la particule dans le cas d'un neutron, mais négligeable dans le cas d'un gamma.

Nous présentons le schéma électronique sur la figure B.I.-12.

Pour la mise au point du montage nous avons utilisé deux oscilloscopes (Figure B.I-13) Le premier d'un type normal, un Tektronix 545 A permet l'observation de l'impulsion de discrimination, lorsqu'il est déclenché par un signal provenant d'un sélecteur à bande. Il sert à équilibrer les formes des signaux en agissant sur les capacités variables C_2, C_3 et le potentiomètre pour des scintillations d'amplitude déterminée.

Le second oscilloscope donne une image du réglage pour tout le spectre des particules détectées. Il est d'un type spécial et construit spécialement par la Section Electronique. L'impulsion de discrimination est transformée en un signal Y de même amplitude et d'une durée de plusieurs microsecondes. Celui-ci est appliqué sur les plaques déflectrices horizontales. Le signal linéaire de la douzième dynode, traité de la même façon est envoyé en coïncidence sur les plaques déflectrices verticales X et sur le Wehnelt. Ainsi chaque scintillation est représentée par un point lumineux sur l'écran de l'oscilloscope. L'ensemble du spectre prend la forme d'une fonction $Y = F(X)$. Ceci permet le réglage du potentiomètre M, car suivant les réglages on sépare très distinctement les impulsions dues aux neutrons de celles des gamma. (Photo B.I.-3)

Les réglages ont été effectués à l'aide d'une source Ra - D - Be donnant des neutrons d'énergie maximum 10 MeV et des gamma de 4 MeV ; c'est à dire des spectres de scintillations comparables.

b) 3 - Principe du discriminateur à transistor

La discrimination de forme neutron-gamma que nous venons de décrire nous a été d'une très grande utilité pour la plupart de nos mesures.

Son inconvénient est de ne pas utiliser l'anode qui fournit l'information temps dans un système de détection d'une part, d'autre part d'avoir des impulsions de sortie relativement larges (de l'ordre de 5 µs) ne permettant pas un taux de comptage élevé. Dans ce procédé nous utiliserons l'anode et la quatorzième dynode du photomultiplicateur 56 AVP.

56 AVP

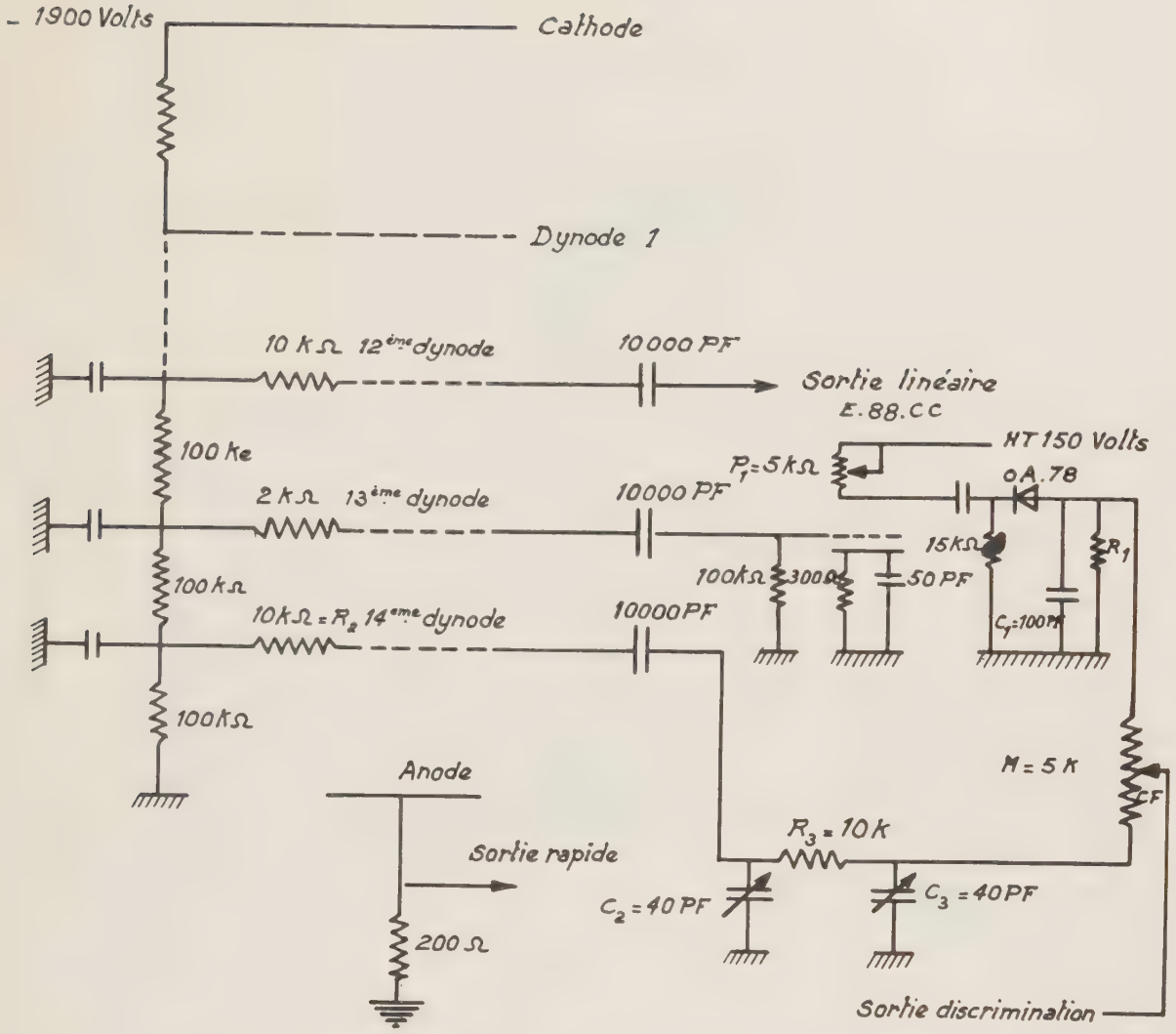


Figure B.I. 12

Schéma électronique d'une discrimination de forme sans emploi de l'anode

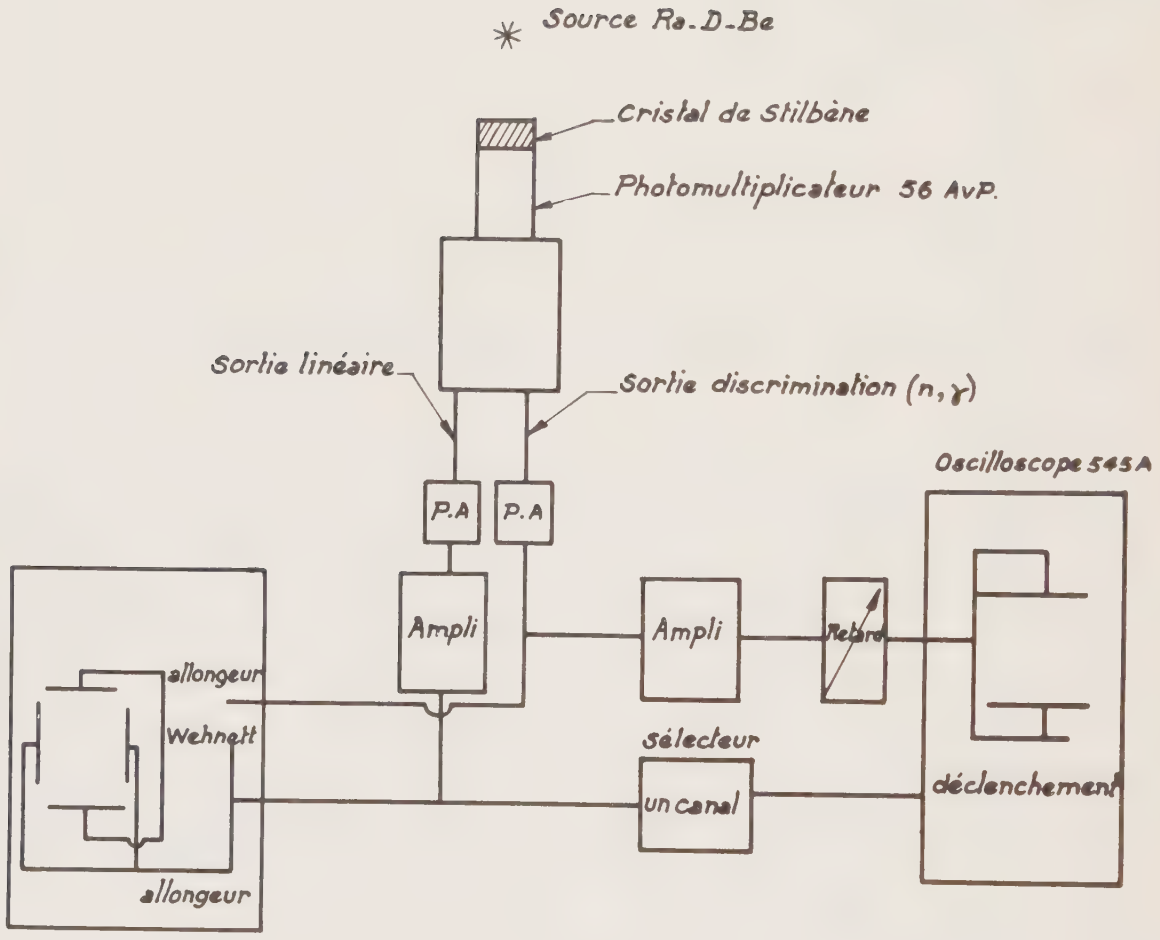


Figure B.1.13

Dispositif expérimental pour le réglage de la discrimination de forme .

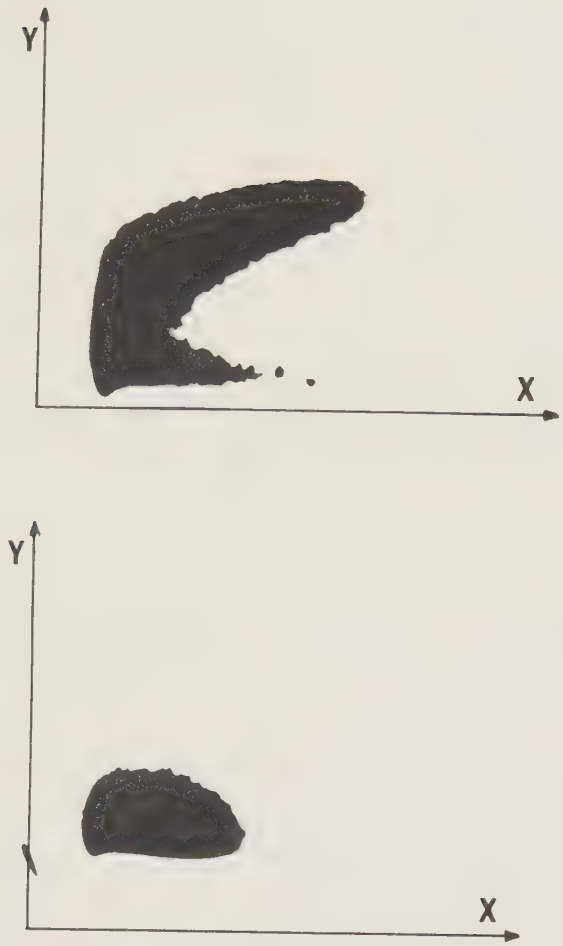


Photo B I-3.

Haut : Spectre des impulsions d'une source Ra-D-Be sur l'oscillographe type 7497.

Bas : Spectre des gamma du ^{203}Hg dont l'amplitude maximum correspond à celle de neutrons de 1 Mev.

Nous avons vu précédemment que quelle que soit la particule (neutron ou gamma) le temps de montée et le temps de décroissance rapide sont les mêmes, tandis que le temps de décroissance lente est différent. Il paraît donc logique d'éliminer la partie rapide de l'impulsion en l'écrêtant à bas niveau, environ 50 mv pour des impulsions comprises entre 0,5 et 5 volts. Ensuite nous amplifierons et intégrerons la partie restante de l'impulsion, augmentant ainsi la différence de forme par rapport à la charge totale de l'impulsion. Nous représentons sur la figure ci-après B.I-14 les trois stades de la transformation de l'impulsion de la quatorzième dynode.

La figure B.I.-14 -A- représente l'impulsion de la quatorzième dynode telle qu'on la reçoit.

La figure B.I.-14 -B- représente l'impulsion écrêtée et amplifiée.

Quant à la figure B.I.-14 -C- elle représente l'impulsion après intégration.

Après intégration on a augmenté considérablement la différence entre les deux catégories d'impulsions, mais ceci reste insuffisant, car il est toujours possible de confondre une impulsion gamma et une petite impulsion neutron qui auront la même forme après avoir subi les transformations précédentes.

Pour éviter cette confusion, il est nécessaire de fabriquer une impulsion négative ayant la forme d'une impulsion provoquée par un gamma, que l'on retranchera à l'impulsion précédente. Pour obtenir cette impulsion, nous avons utilisé le même principe que précédemment à l'aide de l'impulsion d'anode que nous avons rendue légèrement oscillante en désadaptant insensiblement la sortie du câble d'impédance 50 Ω . La forme de l'impulsion est celle de la figure B.I.-14 -D-. Celle-ci est à son tour écrêtée, amplifiée et intégrée (figure B.I.-14 -E-) dans ce cas la différence entre les neutrons et les gamma est réduite à cause de l'oscillation. Les impulsions des figures B.I-14 -C- et B.I.-14 -E- sont alors mélangées de manière à conserver une impulsion convenable pour les neutrons et la faire disparaître pour les gamma.

Nous décrivons sur les figures B.I.-15 A,B et C les circuits d'écrêtages d'amplifications et d'intégrations pour les impulsions d'anode et de la quatorzième dynode ainsi que le schéma définitif du discriminateur neutron gamma.

Pour le circuit de la quatorzième dynode, la fonction d'écrêtage, d'amplification et d'intégration est réalisée par un seul transistor monté en base commune et en polarisation inversée. La fonction d'intégration est réalisée par l'ensemble des capacités parasites et de la résistance de charge R_c, ce qui nous permettra de faire varier la constante d'intégration en

en jouant sur la valeur de la résistance de collecteur R_c. Quant au circuit d'anode il est identique, mais l'impulsion étant négative un transistor pnp est utilisé avec une source de polarisation négative.

Le dernier étage du circuit discriminateur est un étage "émidyne" permettant d'adapter le discriminateur à toutes les impédances de sortie.

Ce procédé nécessite un réglage délicat des courants de base des deux premiers transistors chaque fois que l'on change la source d'impulsions (scintillateur ou photomultiplicateur). Toutefois il a l'avantage d'avoir une impulsion de sortie relativement rapide (inférieure à 350 ns) tandis que les autres procédés de discrimination ont des impulsions de l'ordre de 5 µs. D'autre part le discriminateur est indépendant du câblage du Photomultiplicateur, il reçoit des impulsions par des câbles chargés sur 50 Ω . La sortie du discriminateur est elle même à basse impédance et peut être utilisée très facilement. Nous représentons sur la figure B.I-16 un spectre obtenu à l'aide d'une source R_a-D-Be.

c) Télécommande du positionnement des échantillons

La mesure de sections efficaces totales neutroniques nécessite l'utilisation d'échantillons de transmissions différentes, afin de conserver une transmission constante quand on décrit une résonance. Cela nous a conduit à réaliser un porte échantillon comprenant deux bras sur lesquels étaient fixés les corps à étudier (Photo B.I-4). D'autre part pour utiliser au maximum les temps d'accélérations les changements d'échantillons étaient automatiques et commandés par des circuits électroniques, asservis à un précomptage du moniteur.

L'ensemble comporte le porte échantillon muni de deux bras mobiles mis en mouvement par deux moteurs A et B de vitesses différentes, un tiroir de commande de moteurs, et un tiroir de commande principal reliant l'ensemble des échelles de comptage, les chronomètres, le sélecteur multicanaux et les moteurs.

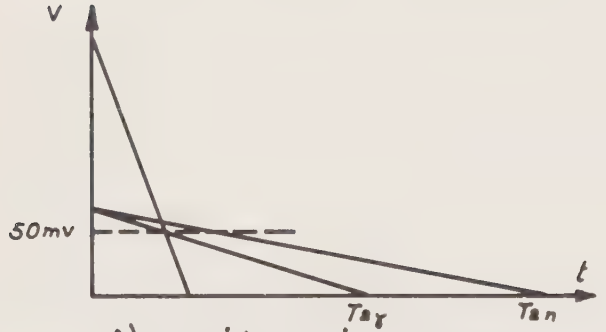
Les quatre chronomètres commandant les comptages sont mis en marche successivement à chaque fin de déplacement du moteur B par le tiroir de commande des moteurs.

Les chronomètres arrêtent les comptages et commandent les déplacements des échantillons par le tiroir de commande principal.

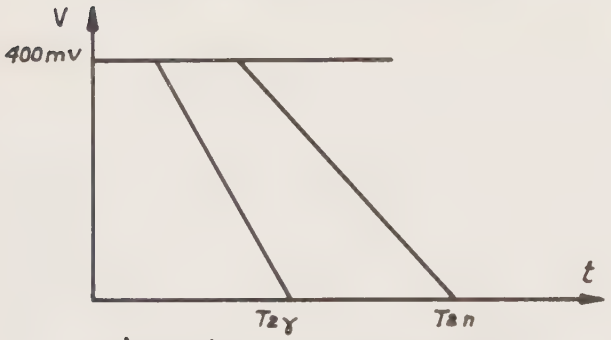
c) 1 - Tiroir de commande des moteurs (Fig. B.I-17)

Le moteur A est commandé par le relais R_A, le moteur B par R_B. Ils sont commandés à distance par le tiroir de commande principal que nous décrivons plus loin. Les deux

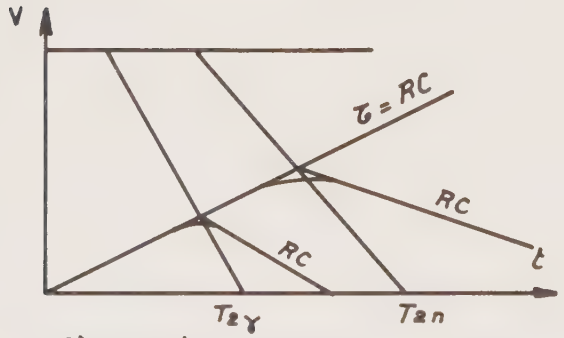
Impulsions provenant de la 14ème dynode



A) Impulsion neutron + gamma.

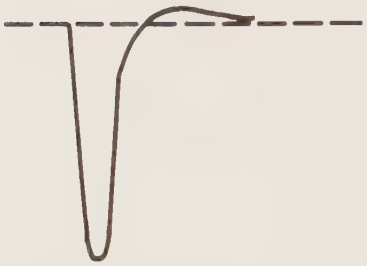


B) Impulsion écrêtée et amplifiée

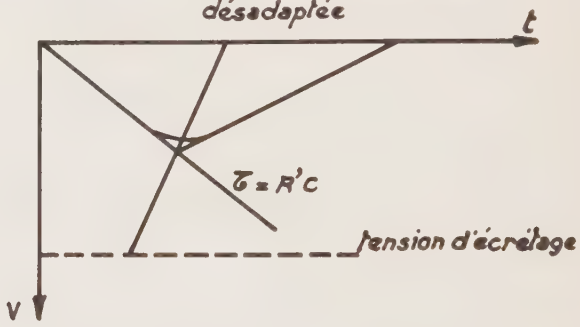


C) Impulsion intégrée.

Impulsionsprovenant de l'anode

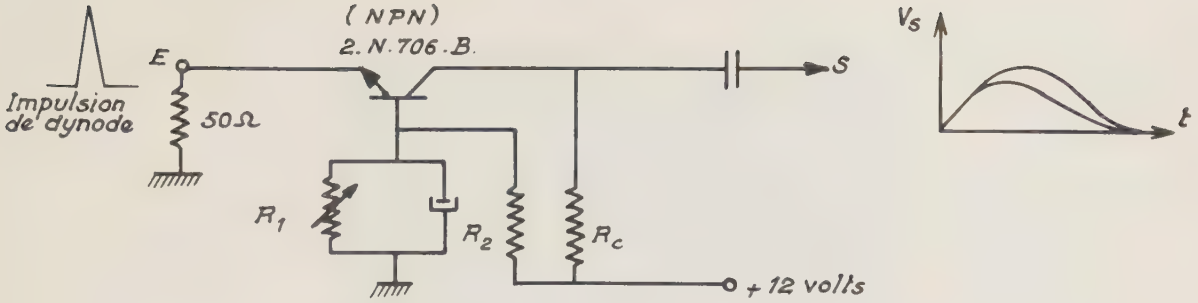


D) Impulsion d'anode légèrement désadaptée

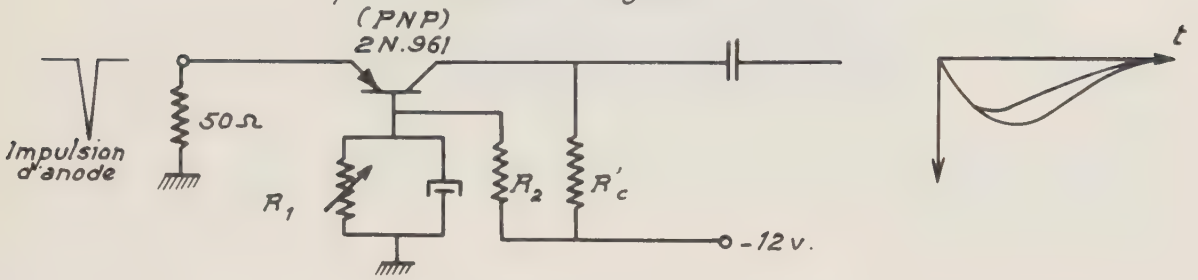


E) Impulsion écrêtée, amplifiée et intégrée

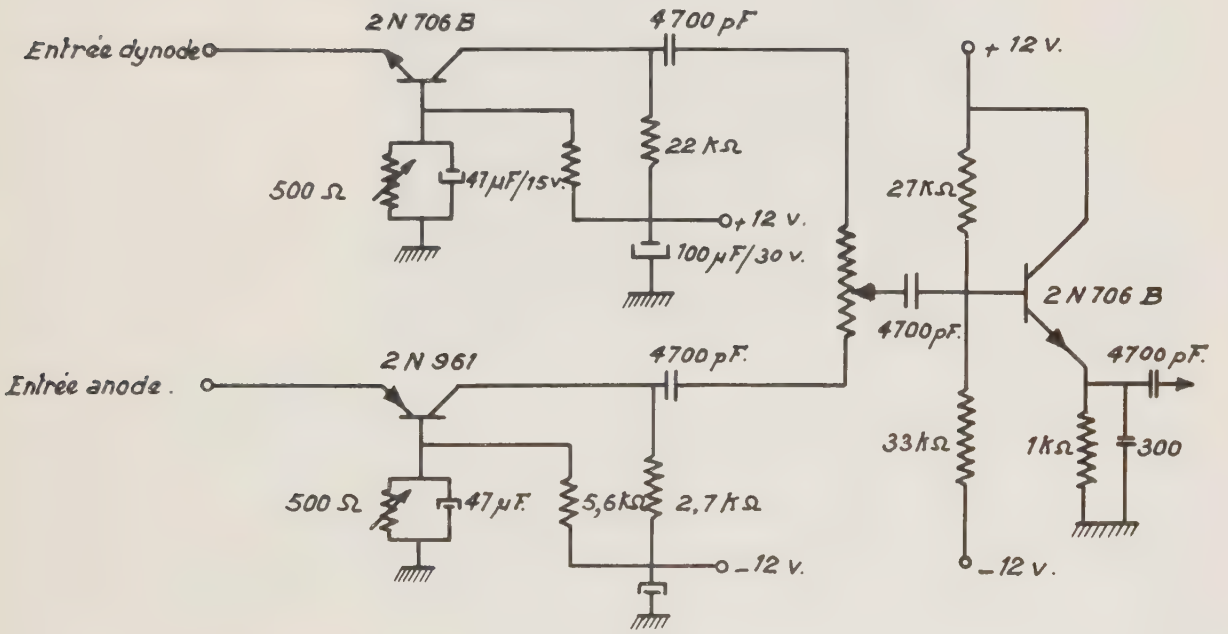
Figure .B.1-14.



A) Circuit de la 14ème dynode



B) Circuit d'anode



C) Circuit discriminateur.

Figures - B.1.15 .

relais R_A et R_B étant excités, les moteurs entraînent les bras mobiles en position haute, le maintien se faisant par un contact fin de course. Ces contacts fin de course allument les lampes témoins d'indication de position. De plus le contact fin de course du moteur B commande les relais marche 1 à 4 (RM1 à RM4) et celui du moteur A commande R A' qui aiguillera les tensions d'excitation de RM1 à RM4 de manière à avoir :

A Position basse	B Position basse	RM1 excité	1er comptage
A Position basse	B Position haute	RM2 excité	2è comptage
A Position haute	B Position basse	RM3 excité	3è comptage
A Position haute	B Position haute	RM4 excité	4è comptage

Le départ du moteur A est retardé par rapport à B grâce à une capacité de 32 µF de façon à obtenir un aiguillage correct R A'. Le moteur B est plus lent que A, qui malgré son retard au départ arrive en position avant B. C'est l'arrivée de B en fin de course qui excite les divers relais Marche RM1 à RM4. Chaque relais Marche excité commande le départ d'un chronomètre par l'intermédiaire d'un tiroir TAL-1 en appliquant sur la bonne " Marche " un potentiel convenable.

c) 2 - Tiroir de commande principal (Figures B.I-18 et B.I-19)

Son rôle est de :

1) Commander le sélecteur multicanaux en donnant

a) la commande d'aiguillage extérieur

b) les signaux de commande automatique

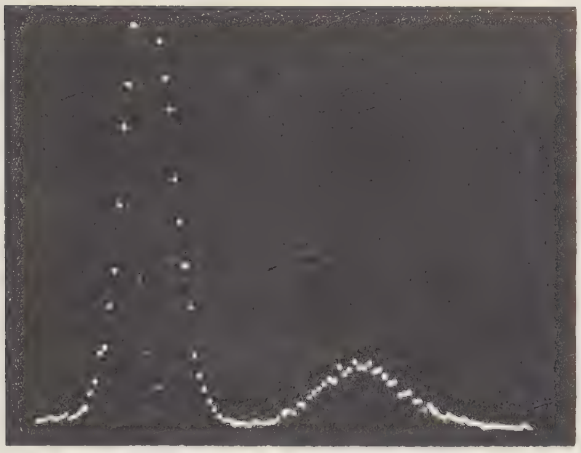
2) de commander le déplacement des échantillons avec les moteurs par RA et RB.

3) de délivrer un signal d'avertissement en fin de cycle et de permettre la commande de départ d'un nouveau cycle.

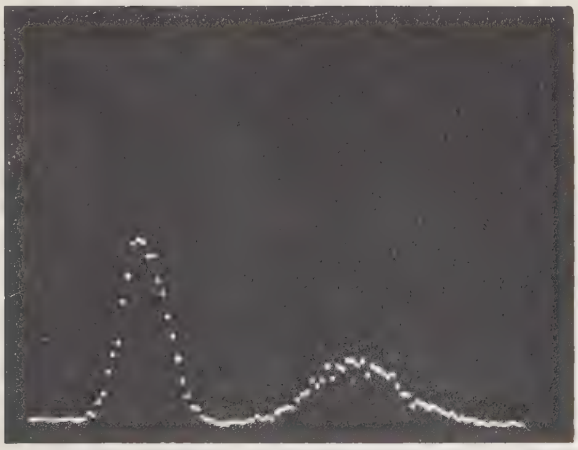
Le tiroir de commande principal reçoit les tensions des bornes Arrêt des quatre tiroirs TAL -1. Chaque tension d'arrêt des quatre tiroirs TAL-1 commande un tube et un relais, chaque tube délivre des signaux d'aiguillage A, B, C, D pour le sélecteur 400 canaux. Les quatre relais en parallèle commandent le chronomètre extérieur du sélecteur. De plus avec d'autres relais ils assurent la commande des moteurs, de la signalisation et du départ du cycle.

B.I - 8 Moniteur

Nous avons utilisé comme moniteur un compteur BF_3 du type HANSON et Mc. KIBBEN (référence B.I-19). Ces détecteurs neutrons ont l'avantage d'être robustes et insensibles au

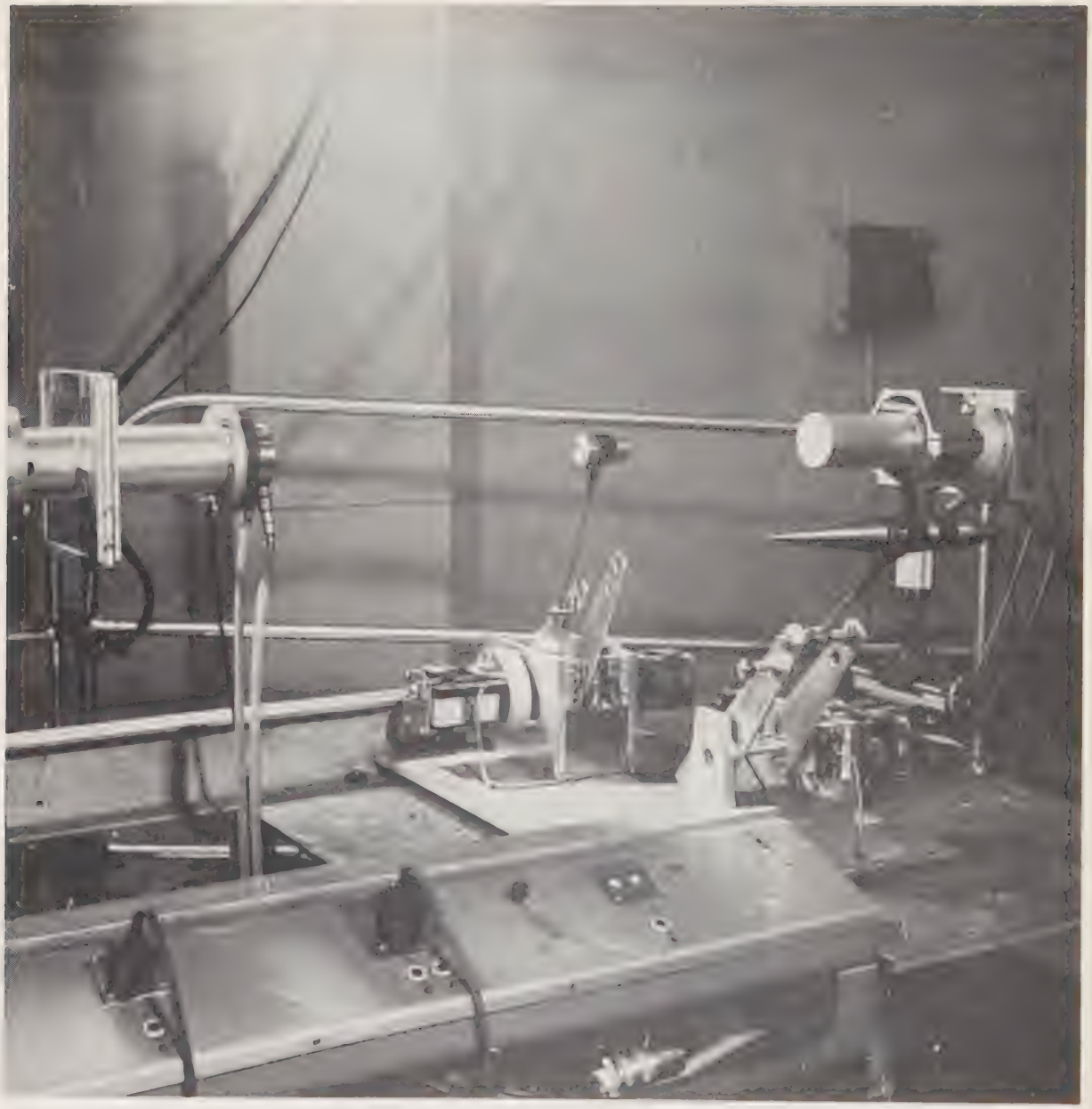


Spectre obtenu à l'aide d'une source Ra. D. Be plus source Na^{22}



Spectre obtenu à l'aide d'une source Ra. D. Be

Figure B I _ 16 _



(Photo B.I.4)

Porte échantillons et détecteur de neutrons

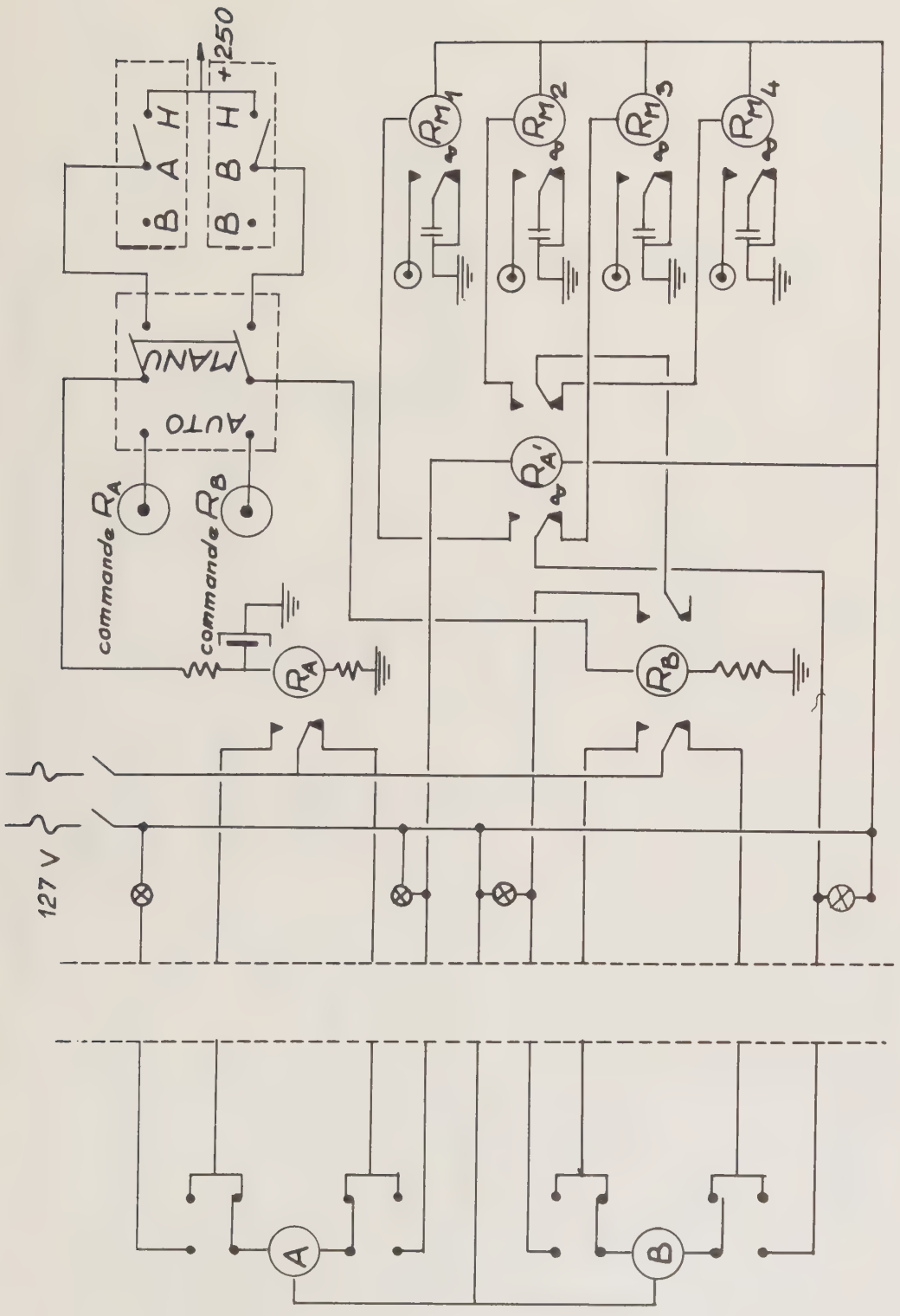

+250
H
A
B
B
H
B
MANU
AUTO
commande R_A
commande R_B
R_{M1}
R_{M2}
R_{M3}
R_{M4}
$R_{A'}$
R_A
R_B
127 V
A
B
TIROIR DE COMMANDE DES MOTEURS

Figure B I - 17 -

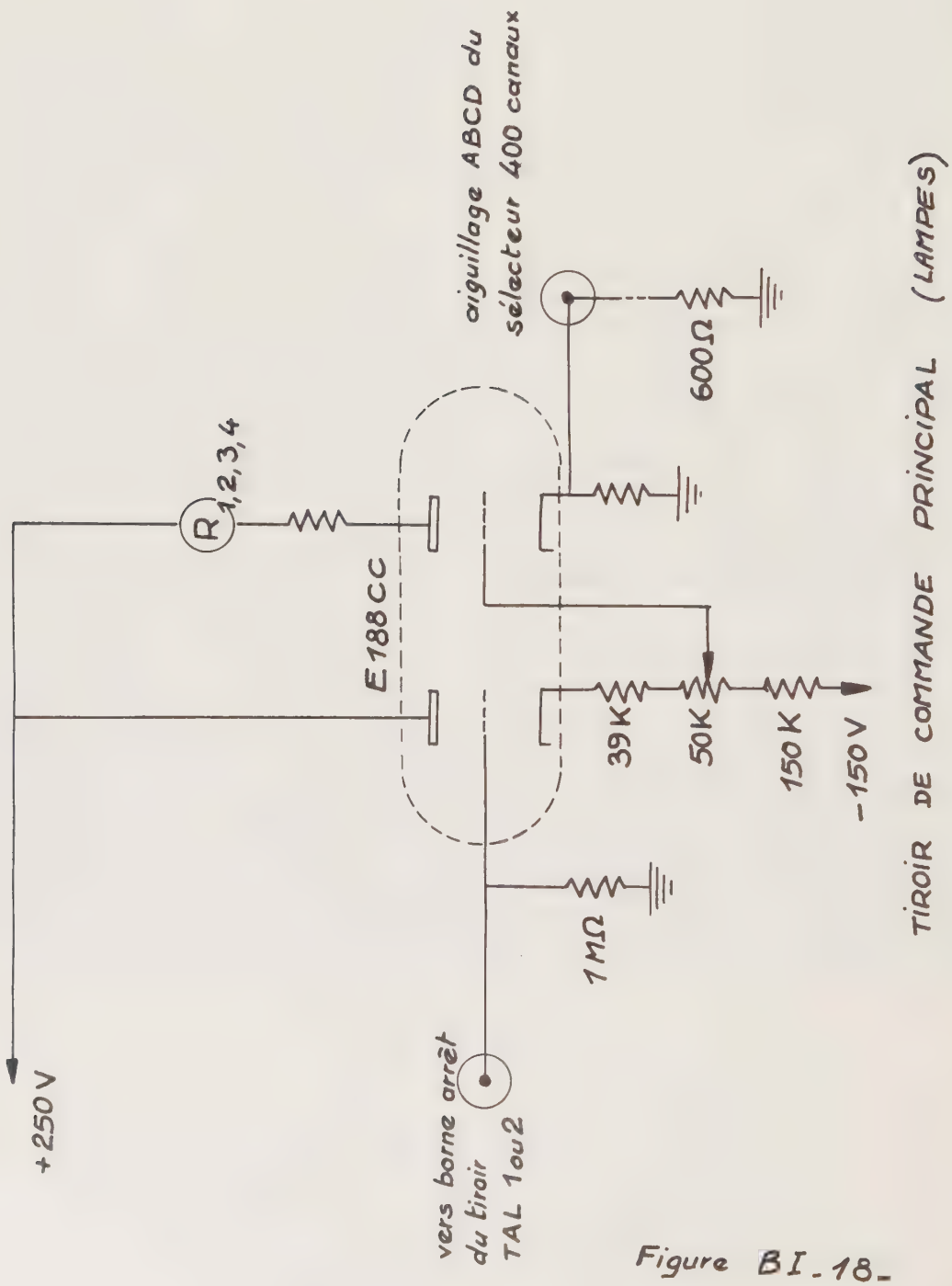

TIROIR DE COMMANDE PRINCIPAL (LAMPES)
+250 V
vers borne arrêt du tiroir TAL 1 ou 2
1 MΩ
E 188 CC
R 1,2,3,4
39 K
50 K
150 K
-150 V
600 Ω
aiguillage ABCD du sélecteur 400 canaux

Figure BI_18_

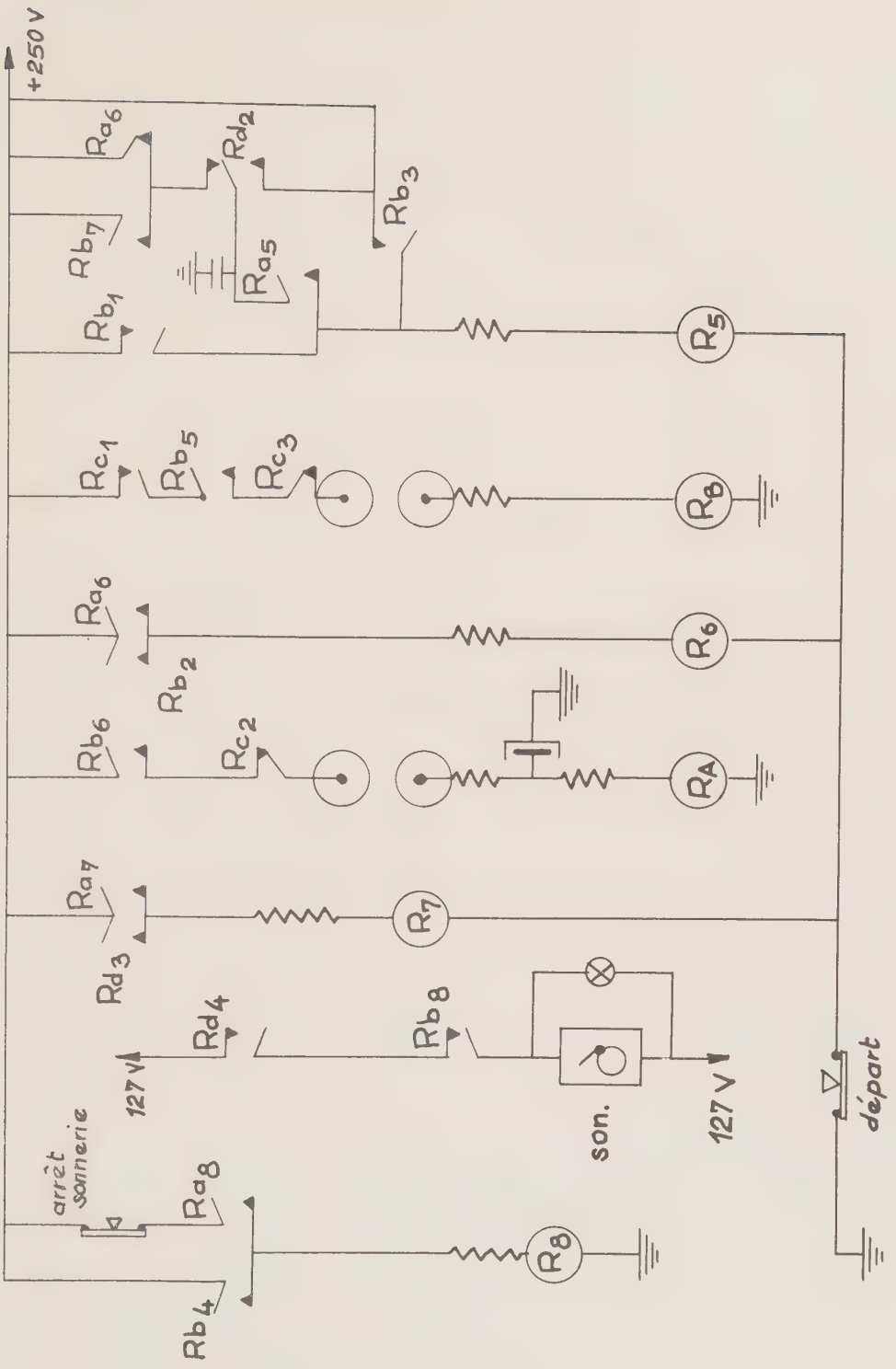

+250 V
Ra6
Rd2
Rb3
Rb7
Ra5
Rb1
R5
Rc1
Rb5
Rc3
R8
Ra6
R6
Rb2
Rb6
Rc2
RA
Ra7
R7
Rd3
Rd4
Rb8
127 V
son.
127 V
départ
arrêt sonnerie
Ra8
R8
Rb4
TIROIR DE COMMANDE PRINCIPAL (RELAIS)

Figure BI_19_

rayonnement gamma. Le compteur d'une longueur de 45 cm et d'un diamètre de 2,3 cm est entouré de paraffine. La protection de paraffine est contenue dans une gaine d'Aluminium de 60 cm de diamètre et 50 cm de long. Sur la face avant et concentriquement au compteur nous avons percé 8 trous de 12 cm de long et 2,5 cm de diamètre, ces derniers ayant un excellent effet sur la réponse du compteur à basse énergie (référence B.I-19). Les neutrons incidents pénètrent perpendiculairement à la face avant constituée par la paraffine qui les ralentit, jusqu'à leur faire atteindre des énergies thermiques. Quelques uns de ces neutrons seront diffusés vers le compteur et capturés par le ^{10}B du trifluorure de Bore (BF_3). Si la profondeur de pénétration est grande et constante avec l'énergie, et si la longueur de diffusion thermique est courte, la réponse d'un long compteur sera effectivement indépendante de l'énergie des neutrons. Un compteur ainsi protégé est bien moins sensible aux neutrons diffusés par les murs environnants qu'un compteur non protégé. Dans l'expérience il voyait la cible sous un angle de 90° relativement à la direction du faisceau incident.

B.II - CORRECTIONS

Nous avons mesuré les sections efficaces totales par des expériences de transmission. Les neutrons diffusés par les matériaux environnants, ainsi que par le porte cible et l'échantillon sont enregistrés par le détecteur. Deux corrections s'imposent, la première concerne le bruit de fond, la seconde les diffusions dans l'échantillon.

B.II - 1 Correction du bruit de fond et des diffusions sur le porte cible

La première correction à effectuer, concerne le bruit de fond. Il est déterminé expérimentalement à l'aide d'un cône d'ombre de forme telle que le faisceau direct soit arrêté, mais que le détecteur de neutrons voit le porte cible de la même manière qu'il le voyait, les échantillons à étudier étant en place. Le porte cible a été conçu de telle sorte qu'il comporte un minimum de matière derrière le point d'impact, de façon que les neutrons diffusés soient de faible énergie, donc détectés avec une mauvaise efficacité. Le refroidissement se faisait par contact direct de l'eau sur la cible. Ce contact était limité à une seule partie de celle-ci de façon à ce que les neutrons, produits de la réaction T $(p,n)^3$He, n'aient pas à la traverser avant de rencontrer l'échantillon. Nous avons rendu minimum les corrections dues aux diffusions par le porte cible, en plaçant un seuil élevé sur la voie lente. Quant aux diffusions sur les matériaux environnants elles n'étaient pas supprimées par la barre d'ombre. Dans ces conditions le terme de correction tient compte à la fois des diffusions sur le porte cible et sur les matériaux de la salle de mesure. Nous faisions en sorte que ce terme reste de l'ordre du 1%.

B. II-2 Corrections de diffusions dans l'échantillon

Les neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement dans l'échantillon sont émis dans toutes les directions et une partie d'entre eux atteint le détecteur ce qui augmente la transmission et diminue la section efficace. Pour tenir compte de cet effet, on doit appliquer une correction de diffusion dans l'échantillon à la section efficace totale que l'on a mesurée. Elle a été calculée à plusieurs reprises (référence B. II-1 à B. II-6), mais les formules et les hypothèses utilisées diffèrent assez bien d'un auteur à l'autre. Nous utiliserons pour ce calcul de correction les résultats proposés par J. F. VERVIER (référence B. II-7). On déduit de ce calcul que la transmission mesurée T est liée à la transmission réelle $T_o = e^{-l/\lambda}$ par la relation

$$(30)\quad \Delta T = T - T_o = \frac{\omega_1\,\omega_2}{\omega_o}\, T_o \mathrm{Log}\,\frac{1}{T_o}\left[\sigma_{el}\,(o)\,\frac{\sigma_{el}}{\sigma_t} + \sigma_{inel}\,(o)\,\frac{\sigma_{inel}}{\sigma_t}\cdot\frac{\varepsilon 2}{\varepsilon 1}\right]$$

où ω_1, ω_2, ω_o sont les différents angles solides représentés sur la figure B. II-1.

l longueur de l'échantillon

γ libre parcours moyen

σ_t section efficace totale ; σ_{el} et σ_{inel} section efficace de diffusion élastique et inélastique

$\varepsilon 1$ efficacité pour les neutrons incidents et diffusés élastiquement

$\varepsilon 2$ efficacité pour les neutrons diffusés inélastiquement.

La courbe $T_o \mathrm{Log}\,\frac{1}{T_o}$ a été calculée par RICAMO et ZUNTI (référence B. II-3). Comme nous le montrerons plus loin les termes de diffusion inélastique sont négligeables dans l'équation (30).

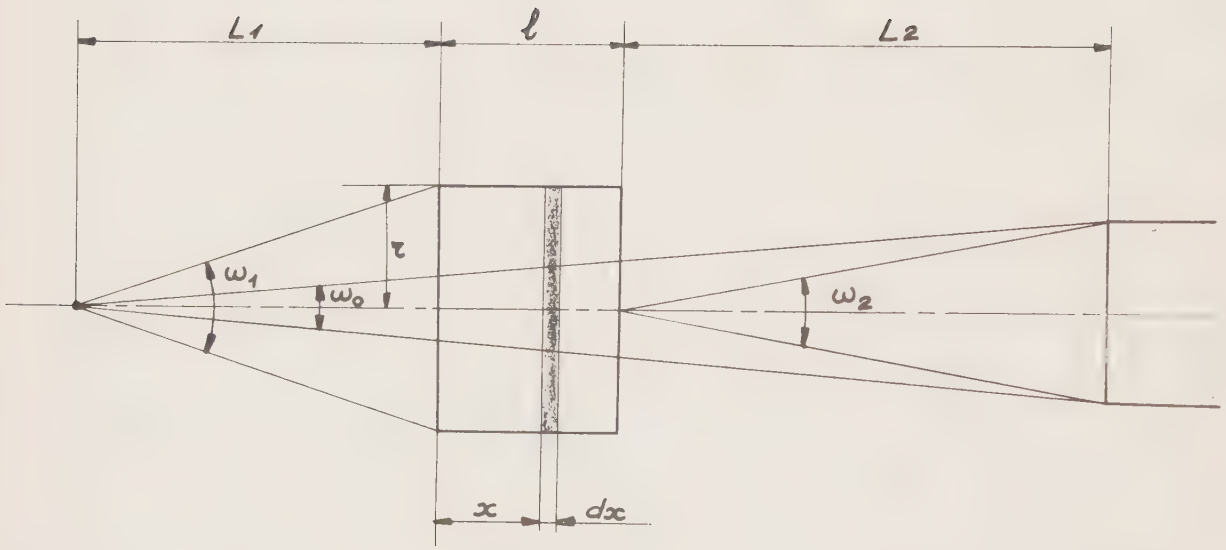
Nous supposerons ΔT petit pour calculer la correction de $\Delta\sigma$ à appliquer à la section efficace totale mesurée σ_m. On obtient

$$(31)\quad \frac{\Delta\sigma}{\sigma m} = \frac{\Delta(\mathrm{Log}\ T)}{\mathrm{Log}\ T} \simeq \frac{\Delta T}{T_o \mathrm{Log}\,\frac{1}{T_o}}$$

soit d'après l'équation (30)

$$(32)\quad \frac{\Delta\sigma}{\sigma_m} = \frac{\omega_1\,\omega_2}{\omega_o}\left[\sigma_{el}\,(o)\,\frac{\sigma_{el}}{\sigma_t} + \sigma_{in}\,(o)\,\frac{\sigma_{inel}}{\sigma_T}\cdot\frac{\varepsilon 2}{\varepsilon 1}\right]$$

Les niveaux du noyau cible qui peuvent être excités par diffusion inélastique de neutrons sont peut nombreux dans notre gamme d'énergie et assez espacés, ce qui conduit à



Géométrie de l'expérience de transmission

Figure BII.1

$\frac{\sigma_{in}}{\sigma_T}$ petit. D'autre part un seuil élevé permet de les éliminer du faisceau direct d'où $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ très petit ou nul. La distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement n'est que faiblement anisotrope (référence B. II-8) et donc $\sigma_{inel}(o) \sim \frac{1}{4\pi} = 0,08$. La principale interaction des neutrons de quelques centaines de keV avec les noyaux est la diffusion élastique. La distribution angulaire des neutrons diffusés élastiquement est anisotrope avec un pic vers l'avant, c'est à dire que $\sigma_{el}(o)$ est très supérieur à $\sigma_{el}/4\pi$. Le terme de diffusion élastique est donc le plus important dans le crochet l'autre étant en général négligeable devant lui.

On peut donc écrire (32) sous la forme définitive

(33) $$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_m} = \frac{\omega_1\,\omega_2}{\omega_o} \cdot \frac{1}{\sigma_t}\left(\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\omega}\right)_{\theta=o}$$

où $\left(\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\omega}\right)_{\theta=o}$ est exprimé en barns/stéradian et σ_m en barns

Nous avons utilisé les valeurs de $\left(\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\omega}\right)_{\theta=o}$ publiées dans la littérature, pour la correction de diffusion élastique. A défaut de résultats, nous utilisons le facteur de correction $f(o) = \frac{1}{\sigma_t}\left(\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\omega}\right)_{\theta=o}$ donné par J. F. VERVIER (référence B. II-1). Il a pour valeur

(34) $$\frac{\omega_1\,\omega_2}{\omega_o} = A\left(\frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2}\right)^2$$

La correction de diffusion est donc proportionnelle à la surface A de l'échantillon. Elle est minimum pour une distance $L_1 = L_2$. Si on appelle r le rayon de l'échantillon (34) elle s'écrit

(35) $$\boxed{\frac{\omega_1\,\omega_2}{\omega_o} = \frac{4\pi r^2}{L^2}}$$

On a donc avantage à placer l'échantillon à mi-distance entre la source et le détecteur et choisir un diamètre petit devant cette distance, résultats bien connus (référence B. II-9). Dans notre cas la géométrie de l'expérience était telle que L = 30 cm et r = 1,5 cm.

La correction de diffusion est difficile à calculer avec précision, et on doit s'efforcer de la réduire au minimum en choisissant une géométrie appropriée. Elle est surtout déterminée par la diffusion élastique des neutrons dans l'échantillon, la diffusion inélastique étant négligeable ou nulle. On peut estimer sa valeur avec une erreur maximum de 20% par comparaison avec des résultats expérimentaux.

Quant aux diffusions multiples elles sont tout à fait négligeables (référence B. II-4 et B. II-6).

CHAPITRE C

C.I - THEORIE DES REACTIONS NUCLEAIRES

C.I.1 - FORMULE GENERALE A UN NIVEAU DE BREIT et WIGNER

C.I.2 - STRUCTURE INTERM2DIAIRE DANS LES REACTIONS NUCLEAIRES

C.I - THEORIE DES REACTIONS NUCLEAIRES

Pour interpréter les expériences de Physique Nucléaire il est nécessaire de rappeler quelques points de la théorie des réactions nucléaires. Une bonne théorie devrait permettre d'expliquer les résultats d'expériences à partir de quelques principes et de quelques constantes. Bien que la théorie des réactions nucléaires n'ait pas suivi le même perfectionnement que la technique qui permet d'obtenir d'excellents résultats expérimentaux, elle permet de comprendre qualitativement tous les phénomènes observés et de prévoir les ordres de grandeur ; ce qui montre bien que les principes de base actuellement admis sont corrects.

Il existe une théorie formelle des réactions développée par WIGNER (référence C.I-1 à C.I-4 et référence C.I-6) dont l'idée essentielle est la séparation de l'espace physique en deux régions : la région interne où les nucléons sont tous en interactions fortes et la région externe où les nucléons sont séparés physiquement en groupes qui sont les voies.

Cette division de l'espace se justifie par la courte portée des forces nucléaires. L'utilité de ce procédé est qu'il permet, d'une part de traiter explicitement et exactement les caractères externes des réactions et d'autre part de remplacer la nature inconnue de la région interne par les dérivées logarithmiques des fonctions d'ondes sur la surface groupées sous forme d'une matrice généralement nommée matrice R.

En outre la matrice R prend la forme

$$R_{cc'} = \sum \frac{\gamma_{\lambda c}\gamma_{\lambda c'}}{E\lambda - E'} \qquad \text{(C.I-1)}$$

ou $\gamma_{\lambda c}$ et $\gamma_{\lambda c'}$ sont les largeurs réduites.

Pour obtenir une théorie des réactions nucléaires utilisable pour l'interprétation des expériences il y a intérêt à éviter d'introduire une description trop détaillée des noyaux, qui ne pourrait se faire qu'au prix d'approximations très grossières. Ce qu'on cherchera à faire, c'est à définir des paramètres en nombre minimum suffisants pour décrire les résultats d'observation. Une telle théorie peut être développée en partant d'assez peu d'hypothèses et sans faire d'approximations trop mauvaises. Dans ces conditions nous devrons donner à $\gamma_{\lambda c}$ et $E\lambda$ certaines propriétés de façon à relier la théorie de la matrice R au mécanisme du noyau composé. Considérons tout d'abord la région d'énergie dans le noyau composé où l'on observe des résonances dans les réactions nucléaires. Du fait des forces nucléaires et de leur complexité, on peut penser que le spectre des états nucléaires, persistera pour quelque voie au dessus des états liés. Considérons un état qui serait au-dessus des états liés, le noyau étant contenu dans une sphère de dimensions nucléaires. En éliminant la sphère, la complexité de l'état est telle qu'il se passe beaucoup de temps avant que l'état réalise qu'il

n'est pas lié et se désintègre. Ainsi l'état bien que non stationnaire, a un caractère d'état lié la seule différence étant que se désintégrant avec une vie moyenne τ son énergie est définie avec une incertitude $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ Γ est la largeur en énergie de l'état quasi lié. On peut ainsi associer les E_λ aux énergies des états résonants quasi-liés observés physiquement. En particulier, il est naturel, en appliquant la théorie de la matrice R à une réaction conduisant à une résonance de négliger tous les termes dans les sommes de la matrice R sur λ sauf un. Ceci nous conduit à la célèbre formule à un niveau de BREIT et WIGNER (C.I-5) à l'aide d'une théorie rigoureuse.

Dans la suite de cet exposé nous retiendrons essentiellement les processus conduisant à la diffusion élastique et inélastique. Ce choix provient du domaine d'énergies dans lequel nous travaillons. En effet, les réactions (n,p) ; (n,α)-- se produisent à des énergies élevées, leurs seuils sont souvent supérieurs à notre domaine. Nous nous intéresserons essentiellement à l'étude du spectre quasi discret c'est à dire aux résonances. Une résonance correspond à un état propre bien déterminé du système et possède un spin J et une parité Π bien définie.

L'étude théorique des résonances a été faite dans le cadre du modèle du noyau composé, c'est ce formalisme que nous allons reprendre, mais nous verrons en examinant l'extension du modèle en couches aux réactions nucléaires que les résultats auxquels on aboutit sont en fait plus généraux.

C.I-1 Formule générale à un niveau de BREIT et WIGNER

La théorie nucléaire de la dispersion, qui est une formulation quantique du problème, décrit le comportement de la section efficace et est la base pour l'analyse des résonances. WIGNER et EISENBUD (référence C.I-6) déduisent une application rigoureuse de cette théorie. La formule à un niveau est applicable pour des niveaux (de moment angulaire donné J et de parité Π) suffisamment espacés en comparaison de leur largeur totale. Cette équation relie la forme de la résonance aux divers paramètres du seul niveau du noyau composé.

Dans les mesures de sections efficaces totales les résonances observées sont dues à des niveaux du noyau composé.

$$a + x \longrightarrow C^\star$$

a	neutron incident
x	noyau cible
$C^\star$	noyau composé

Elles se produisent aux énergies pour lesquelles le système forme un état proche de la stabilité, donc de temps de vie assez long. Un neutron incident est capté par le noyau cible de masse

masse A pour former un noyau composé de masse A + 1 avec une énergie d'excitation égale à l'énergie de liaison dans l'état fondamental du noyau A + 1 augmentée de l'énergie cinétique du neutron dans le système du centre de masse. La probabilité pour la formation d'un noyau composé est fortement augmentée si cette énergie d'excitation est voisine de l'énergie d'un niveau virtuel dans ce noyau (résonance). Le noyau composé $C^{\star}$ est très excité. Les paramètres à considérer sont E_o l'énergie de résonance, E_x l'énergie d'excitation, le spin J, la parité Π et la largeur totale Γ_{Π} somme des différentes largeurs partielles relatives aux différentes désintégrations. L'excitation du noyau $C^{\star}$ peut se dissiper par ré - émission d'un autre neutron ou d'une autre particule, pourvu que ce processus soit énergétiquement possible.

Les largeurs partielles correspondant aux différentes réactions pouvant exister, sont proportionnelles à la probabilité qu'a le noyau de décroître de cette manière. La somme de toutes les largeurs partielles est égale à la largeur totale $\Gamma = \sum_{\gamma} \Gamma_{\gamma}$.

Nous avons choisi pour la suite la notation de H. FESHBACH (référence C. I-7) qui est celle utilisée dans le programme des moindres carrés mis au point dans le groupe MICHAUDON à SACLAY. Ce programme nous a permis de déterminer les paramètres des résonances du Silicium.

Nous appellerons $J(\alpha' l' s' / \alpha l s / J\pi)$ l'élément de la matrice de diffusion décrivant la transition d'une voie α de spin s à une voie α' de spin s', le noyau composé ayant un moment angulaire J et une parité Π, la particule incidente un moment angulaire l et la particule sortante un moment angulaire orbital l'.

Dans ces conditions la section efficace totale pour passer de α à α' s'écrit

$$(C.I\text{-}2) \qquad \sigma(\alpha'/\alpha) = \pi \lambda^2 \sum \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \left| J(\alpha' l' s' / \alpha l s / J\pi) \right|^2$$

La théorie des réactions de WIGNER fournit l'expression mathématique de la matrice de diffusion et la dépendance en énergie de la section efficace s'écrit alors :

$$\sigma_T(\alpha ls/J\pi) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \left[4 \sin^2 \delta(\alpha ls/J\pi) \right] +$$

$$\left[\frac{\Gamma(\alpha\, l\, s/J\,\Pi)\, \Gamma J\Pi}{(E - E_{J\Pi})^2 + \frac{\Gamma J\Pi^2}{2}} \cos 2\,\delta(\alpha ls/J\Pi) - \frac{2(E - EJ\Pi)}{\Gamma J\Pi} \operatorname{Sin}2\,\delta(\alpha ls/J\Pi) \right]$$

α désigne l'état initial, plus exactement la séparation des nucléons en deux particules, dans notre cas un neutron et le noyau cible.

E énergie cinétique dans le centre de masse

$E_{J\pi}$ énergie à la résonance

i spin de la particule incidente

I moment angulaire du noyau cible

π la parité

s nommé spin de la voie est le spin résultant de la combinaison des spins des deux particules initiales $\vec{s} = \vec{I} + \vec{i}$

J est le moment angulaire résultant de la combinaison du spin de la voie et du moment angulaire orbital du mouvement relatif des deux particules $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$

$\delta(\alpha l\, s/J\pi)$ le déphasage (nommé souvent déphasage potentiel)

$\Gamma(\alpha l\, s/J\pi)$ largeur partielle

$\Gamma_{J\pi}$ largeur totale

Pour obtenir la section efficace totale, nous devons faire la somme sur toutes les valeurs possibles de l et s et ajouter la diffusion potentielle pour les autres valeurs de J non résonantes.

$$(C.I\text{-}4)\quad \sigma_T(\alpha) = \sum_{ls} \sigma_T(\alpha ls/J\pi) + 4\pi\lambda^2 \sum{}' \frac{2J'+1}{(2I+1)(2i+1)} \sin^2\delta(\alpha l's'/J'\pi)$$

L'indice prime sur la seconde somme indique l'omission des J, l, s, valeurs sur lesquelles se fait la première somme.

Reprenons l'équation C.I-3. Le premier terme à l'intérieur du crochet donne la diffusion potentielle, le second terme est le produit de la contribution résonante maximale par un terme d'atténuation traduisant l'interférence entre la diffusion potentielle et celle résonante. Nous pouvons calculer les valeurs maximale et minimale de la section efficace totale à la résonance par la formule C.I-4. Pour cela on détermine les valeurs Emax et Emin en prenant la dérivée de $\sum_{ls} \sigma_T(\alpha ls / J\pi)$ par rapport à la quantité $(E - E_{J\pi}) = X$. Nous obtenons ainsi une équation du second degré en X.

(C.I-5)

$$X^2 \sum_{ls} \Gamma_{ls} \sin 2\delta\ (\alpha ls/J\pi) - X \sum_{ls} \Gamma_{ls} \cos 2\delta\ (\alpha ls/J\pi) - \frac{\Gamma^2_{J\pi}}{4} \sum_{ls} \Gamma_{ls} \sin 2\delta\ (\alpha ls/J\pi) = 0$$

La résolution de cette équation conduit à deux racines qui déterminent les valeurs E_{max} et E_{min}. Si l'on porte ces valeurs dans $\sum_{ls} \sigma_T(\alpha ls / J\pi)$ on obtient pour la différence d'amplitude entre le maximum et le minimum.

(C.I-6)

$$\Delta\sigma_T(\alpha ls/J\pi) = 4\pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\sqrt{\left[\sum_{ls}\Gamma_{ls}\cos 2\delta_{ls}\right]^2 + \left[\sum_{ls}\Gamma_{ls}\sin 2\delta_{ls}\right]^2}}{\Gamma_{J\pi}}$$

Nous avons plusieurs cas à considérer.

1) Cas I = o Dans ce cas nous avons un seul spin dans la voie d'entrée $s = \frac{1}{2}$ donc un seul l. La formule C.I-6 devient pour une résonance donnée en appelant Γ_T la largeur totale et Γ_n la largeur de la voie neutron :

(C.I.7)
$$\Delta\sigma_T = 2\pi \lambda^2 \quad (2J + 1) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T}$$

2) Cas $I \neq 0$ Nous avons deux spins possibles dans la voie d'entrée $s = I \pm \frac{1}{2}$.

α, le niveau $J\pi$ peut être alimenté par des l différents, dans ce cas ils diffèrent entre eux de deux. Comme l'énergie de la particule incidente est faible nous conserverons seulement la valeur de l la plus faible qui est la plus probable. La somme sur ls se réduit à un seul terme et nous obtenons

(C.I.8)
$$\Delta\sigma_T = 2\pi \lambda^2 \quad \frac{2J + 1}{2I + 1} \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T}$$

β, le niveau $J\pi$ est alimenté dans les deux voies $s = I \pm \frac{1}{2}$ par le même l. Prenons par exemple le cas du Fluor 19 ou $I = \frac{1}{2}+$. Nous obtenons deux valeurs pour s, $s_1 = o$ et $s_2 = 1$. Pour $l = 1$ on obtient avec $s_1 = o, J = 1$ (-) et pour $s_2 = 1$, $J = o$ (-), 1(-) et 2 (-). Pour un même l; un même J peut être obtenu avec s_1 et s_2. Le numérateur sous la racine de l'équation C.I-6 s'écrit dans ces conditions.

$$\left[\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + 2 \Gamma_1 \Gamma_2 \cos 2 (\delta_1 - \delta_2) \right]^{1/2}$$

Mais la différence $\delta_1 - \delta_2$ est petite, car l'orientation entre un neutron et un noyau complexe dépend peu de l'orientation des spins. Dans ce cas la formule C.I-8 reste valable.

Le cas le plus simple se produit lorsque $\Gamma_n = \Gamma_T$ ce qui est le cas de la diffusion élastique. La relation C.I-8 se simplifie et s'écrit

(C.I.9)
$$\Delta\sigma_T = 2\pi\lambda^2 \quad \frac{2J + 1}{2I + 1}$$

La relation C.I-9 est directement utilisable s'il n'y a pas de réactions. Dans le cas où il existe une voie ou plusieurs de réactions, il est nécessaire pour déterminer la valeur de J de connaître le rapport $\frac{\Gamma n}{\Gamma}$. Pour une réaction, où la voie d'entrée est α l s et la voie de sortie α' l' s' ($\alpha' \neq \alpha$) la section efficace s'écrit

(C.I - 10)

$$\sigma(\alpha'l's'/\alpha ls/J\pi) = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\Gamma(\alpha'l's'/J\pi)\,\Gamma(\alpha ls/J\pi)}{(E - E_{J\pi})^2 + (\frac{1}{2}\Gamma_{J\pi})^2}$$

Si nous faisons la somme sur α' d'abord et sur ls ensuite, nous obtenons la section efficace totale de réactions σ_r qui s'écrit

(C.I - 11)

$$\sigma_r(\alpha) = \sum_{\substack{\alpha' \neq \alpha \\ ls}} \sigma(\alpha'l's'/\alpha ls/J\Pi) = \Pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\left[\Gamma_{J\Pi} - \Sigma_{ls}\Gamma(\alpha ls/J\Pi)\right]\Sigma_{ls}\Gamma(\alpha ls/J\Pi)}{(E-E_{J\Pi})^2 + (\frac{1}{2}\Gamma_{J\Pi})^2}$$

où $\Gamma_{J\Pi} = \sum_{ls} \Gamma(\alpha ls/J\Pi) = \Gamma_r$ qui est la largeur de réaction.

A la résonance pour $E = E_{J\Pi}$ et pour des neutrons nous obtenons :

(C.I.12)
$$\boxed{\sigma_r(\alpha)_{max} = 2\Pi\lambda^2 \frac{2J+1}{2I+1} \frac{\Gamma_r \Gamma_n}{\Gamma^2}}$$

La comparaison des relations C.I-8 et C.I-12 nous montre que le rapport des sections efficaces pour deux modes de décroissance est égal au rapport de leur largeur.

C. II-1 La structure intermédiaire dans les réactions nucléaires

L'idée qu'entre les très larges résonances prévues par le modèle optique, et les fines résonances du noyau composé existe une structure de largeur intermédiaire a été émise pour la première fois par BETHE en 1937. Cette idée a été reprise par les théoriciens du MIT (WEISSKOPF ; FESHBACH ; LEMMER ; BLOCK ; YOUNG ; -----) indépendamment de ces derniers, K. IZUMO a développé des calculs analogues sur des bases différentes. Les premiers résultats expérimentaux sont apparus en 1964 et leur accumulation depuis cette date ne laisse aucun doute sur l'existence physique d'un tel phénomène. Cependant une comparaison précise entre les résultats expérimentaux et les prédictions des deux groupes de théories proposées est assez difficile et n'a été poussée très loin que très rarement (par exemple NEWSON ; FARRELL; KYKER ; BILPUCH référence C. II-1).

Par l'étude expérimentale des réactions nucléaires, a été mis en évidence le phénomene de résonance. Les grandeurs liées à ce phénomène, énergie et largeurs, ont été interprétées comme des caractéristiques d'un état quasi-stationnaire du noyau composé fortement excité. La théorie formelle des réactions, en particulier celle qui emploie la matrice R fournit un cadre où ce phénomène s'insère naturellement. Mais elle ne permet pas de rattacher les grandeurs caractéristiques aux propriétés fondamentales du noyau, en dernière analyse, aux forces nucléaires. Le formalisme de FESHBACH, par contre, permet en principe, ce rapprochement. Si on se limite au cas où la diffusion élastique d'un nucléon est la seule voie ouverte, on démontre que ce problème se réduit à celui de la diffusion par un potentiel optique généralisé qui comprend deux parties additives, une qui ne permet pas l'excitation du noyau cible, l'autre, au contraire, qui n'est pas locale, qui permet l'excitation du noyau cible et qui varie rapidement avec l'énergie au voisinage des états du noyau composé.

En admettant que les effets sur la section efficace de cette partie fluctuante se compensent lorsqu'on prend une moyenne de la section totale sur un domaine d'énergie suffisamment large, on retrouve le modèle optique ordinaire. La première partie du potentiel de FESHBACH peut alors être identifiée à la partie réelle du modèle optique expérimental qui varie peu avec l'énergie.

Il est tentant d'identifier ce potentiel moyen à la moyenne des potentiels exercés par les nucléons de la cible sur la particule incidente. Ainsi est établi la relation entre le " modèle optique " et le "modèle en couches ". K. IZUMO (référence C. II-2) a traduit ces idées en créant un modèle intermédiaire entre le modèle optique et celui du noyau composé, à partir d'hypothèses tout à fait différentes. Les calculs les plus poussés ont été effectués par l'équipe du M. I. T. et plus récemment par d'autres chercheurs, à partir du modèle en couches qui semble être le modèle rendant le mieux compte de la structure intermédiaire. (Référence C. II-3 à C. II-7).

Dans le modèle en couches, chaque nucléon d'un noyau est soumis à l'intéraction de tous les autres nucléons de ce noyau. Pour un noyau stable, les nucléons dans leur ensemble forment un système stationnaire analogue classiquement à un mouvement périodique.

Une première approximation pour une étude quantitative des noyaux est de supposer que les nucléons se déplacent dans le potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons, potentiel fixe. Ainsi apparaît le modèle en couches où les nucléons sont répartis suivant les différents niveaux d'énergie définis par le potentiel moyen. (Les données expérimentales exigent la présence d'un couplage spin-orbite abaissant les niveaux d'énergie correspondant au moment angulaire total J le plus élevé). L'intéraction réelle subie par un nucléon repéré dans le modèle par un état déterminé est évidemment différente de celle supposée par le modèle. On désigne l'intéraction qu'il faut ajouter à l'intéraction moyenne pour obtenir l'interaction réelle par l'expression "intéraction résiduelle ".

Le succès du modèle en couches provient du fait que l'on rend compte de la systématique des noyaux par un potentiel moyen ayant une forme simple. Bien que nous ne sachions point démontrer la self consistence du champ moyen employé, nous interprétons le succès du modèle comme une preuve de la bonne approximation du potentiel utilisé.

Pour une étude plus précise des propriétés particulières d'un noyau, on complètera le modèle par l'adjonction d'intéractions résiduelles s'appliquant à un petit nombre de particules (par exemple les particules n'appartenant pas à une couche saturée). Les expériences nucléon-nucléon, montrent que cette intéraction résiduelle est une intéraction à deux particules. Ainsi on rend compte des propriétés de l'état fondamental et du (ou des) premier état excité.

En résumé, le modèle en couches complété par une intéraction résiduelle à deux particules est souvent une excellente approximation du noyau réel. Le même modèle appliqué à la réaction d'un nucléon sur un noyau à couche fermée donne la description suivante :

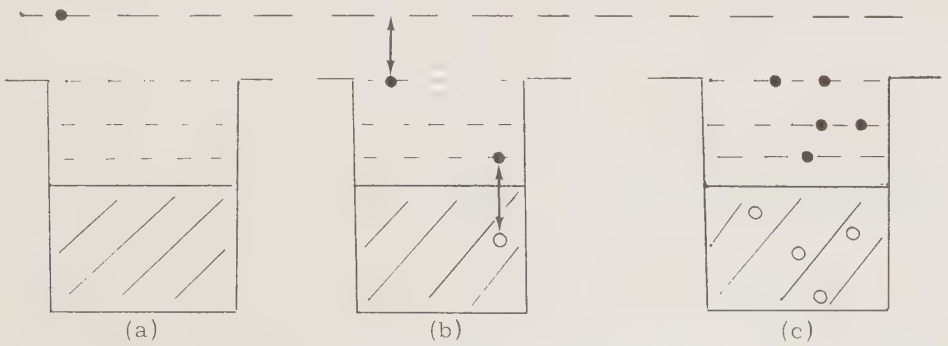


Figure C.II-1

a) diffusion potentielle (spectre continu)

b) état 2 particules - 1 trou (spectre discret d'énergie positive)

c) état compliqué (par exemple (5 particules - 4 trous).

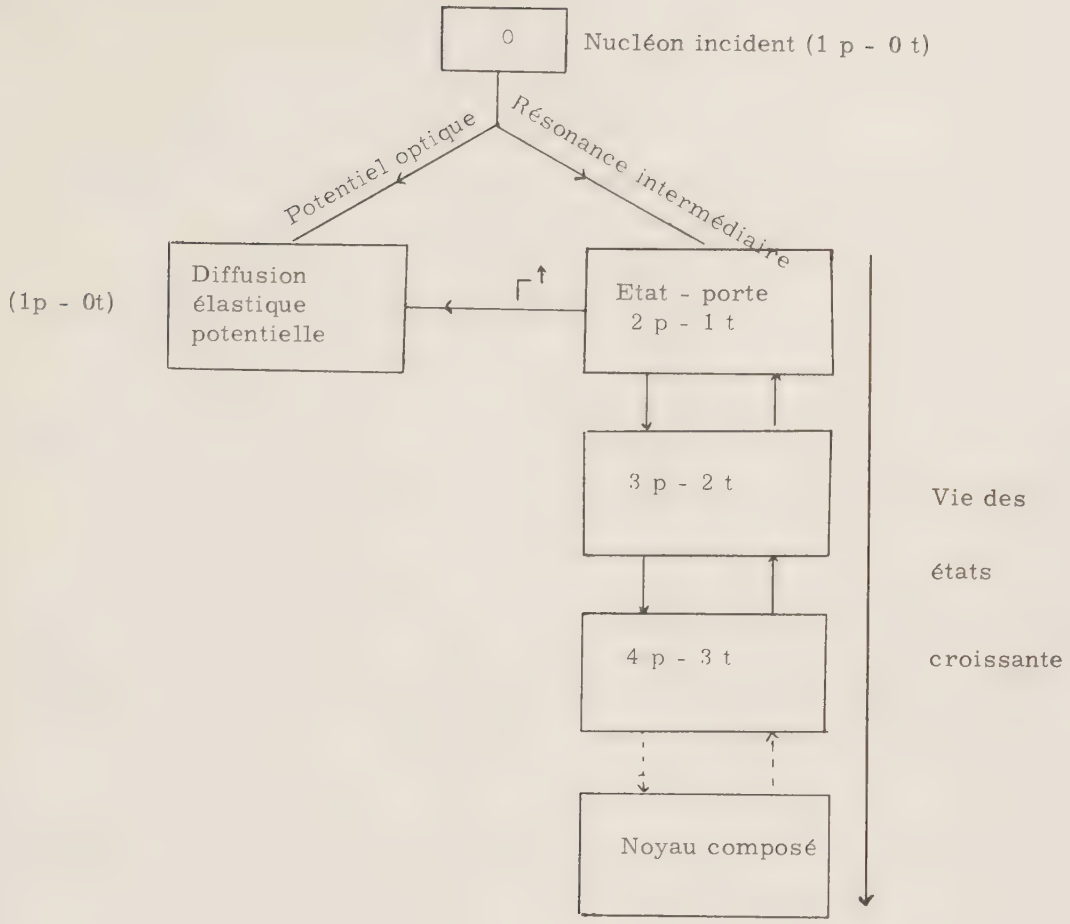
Si l'énergie incidente est suffisante, les deux particules pourront se trouver dans des états non liés et ouvrir la possibilité à l'émission de deux particules (n, 2n), ou bien le nucléon viendra occuper un état libre du noyau, communiquant son énergie à un nucléon de celui-ci. Suivant l'énergie, ce nucléon pourra atteindre un état de diffusion ou de réaction (n,n) ; (n,n') ; (n,p).. Enfin les deux nucléons pourront occuper chacun un état lié défini par le potentiel commun. Parmi les (A + 1) nucleon qui composent le système, l'occupation de quatre états aura été modifié. Une configuration deux particules - un trou aura été produite. En négligeant les intéractions résiduelles le nucléon incident sera diffusé par le potentiel collectif commun sans modifier l'état d'aucun des nucléons. On reconnait la diffusion élastique provoquée par la partie réelle du potentiel optique, ce qui conduit à supposer au modèle en couches un potentiel moyen ayant une forme analogue à celle donnée par WOODS et SAXON au potentiel optique. Si à ce potentiel moyen on ajoute une "intéraction résiduelle" à deux particules, le nucléon incident peut, en perdant de l'énergie porter un nucléon du noyau sur un niveau plus élevé. En négligeant pour un moment l'intéraction résiduelle, l'état obtenu est un état lié qui a cependant une énergie positive (c'est à dire appartenant au domaine du continu). Il va de soi que cet état lié sera facilement excité si son énergie est voisine de l'énergie incidente. En raison de l'intéraction résiduelle, cet état lié n'est pas stationnaire. Deux possibilités se présentent. L'intéraction résiduelle peut ramener le système à son état initial: diffusion élastique. La probabilité par unité de temps que la configuration deux particules - un trou évolue dans ce sens sera désignée par $\Gamma\uparrow$. Ou bien, l'une ou l'autre des particules excitées intéragissant avec un nucléon du noyau le portera à un niveau plus élevé, elle-même venant occuper un niveau inférieur. Une configuration plus complexe 3 particules - 2 trous sera créée. La probabilité par unité de temps pour qu'une quelconque configuration soit créée est désignée par $\Gamma\downarrow$.

Nous pouvons traduire par un schéma les divers processus d'intéraction dans le temps. Pour cela nous considérerons qu'une seule voie est ouverte.

Si un nucléon frappe un noyau cible à couche complète nous obtenons :

1) soit une diffusion élastique potentielle

2) soit une création 2 p - 1 t qui elle-même peut passer par la diffusion élastique ou créer des états plus compliqués.



Remarquons que dans toute réaction du type (n,n), (n,n'), (n,p) etc... on passe à l'entrée du nucléon incident et à la sortie du nucléon émis par un état deux particules - un trou nommé pour cette raison " Etat-porte". L'état porte constitue indubitablement une possibilité de résonance. Comment cette possibilité peut-elle se manifester dans les résultats expérimentaux, c'est à dire dans les courbes d'excitation ?

D'une part, nous comprenons que la vie de l'état porte soit moins grande que la vie du noyau composé mais supérieure cependant au temps de passage du nucléon dans le puits de potentiel.

$$\Gamma_{NC} < \Gamma^{\downarrow} + \Gamma^{\uparrow} < \Gamma_{MO}$$

ou Γ_{NC} désigne la largeur relative au noyau composé

et Γ_{MO} celle du modèle optique.

La présence de la diffusion élastique potentielle apparaît lorsque sur la section efficace on établit des moyennes portant sur quelques centaines de keV. L'élément fluctuant que constituent les résonances s'annule alors en moyenne montrant le rôle du potentiel commun. De même la résonance imposée par l'existence d'un état porte se montrera seulement lorsqu'on fera les moyennes sur quelques dizaines de keV si nous admettons que la largeur totale Γ d'un tel état est de l'ordre d'une centaine de keV. La structure intermédiaire correspondant à un état porte ne peut se voir que pour les moyennes convenables des sections efficaces, prises sur des intervalles ΔE tels que

$$\Gamma_{NC} < \Delta E < \Gamma \text{ Etat Porte}$$

L'intensité de cette résonance, qui doit être suffisante pour que le phénomène soit visible, impose que l'état porte se décompose de préférence vers l'état de diffusion et non vers les configurations plus compliquées.

$$\Gamma^{\uparrow} > \Gamma^{\downarrow}$$

Enfin le phénomène étant entièrement semblable à celui de la résonance ordinaire provoquée par un état lié quelconque, la forme de la moyenne de la courbe d'excitation obéira à la loi de BREIT-WIGNER.

$$\langle \sigma_T \rangle = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \cdot \frac{\Gamma^{\uparrow}(\Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow})}{(E - E_o)^2 + \left(\frac{\Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow}}{4}\right)^2}$$

où J représente le spin de l'état

I celui du noyau cible

i celui de la particule incidente

E_o l'énergie à la résonance

$\Gamma^{\uparrow}$ étant la largeur de décroissance et $\Gamma^{\downarrow}$ la largeur d'étalement de l'état.

En résumé, expérimentalement un état intermédiaire se traduit par les phénomènes suivants :

1) La section efficace moyennée sur des intervalles d'énergie convenables présente une résonance de largeur $(\Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow})$ et de hauteur lorsque la particule incidente est un neutron $(i = \frac{1}{2})$

$$\langle \Delta \partial T \rangle = 2\pi \lambda^2 \frac{2\delta + 1}{2I + 1} \frac{\Gamma^{\uparrow}}{\Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow}}$$

2) Les pics de structure fine couplés à l'état intermédiaire ont même J et même parité que lui, par conséquent la distribution angulaire doit marquer une variation faible et continue sur toute la largeur de l'état intermédiaire.

3) La somme des largeurs réduites des pics de structure fine doit être égale à la largeur propre réduite $\Gamma^{\uparrow}$ de l'état intermédiaire. La vérification des règles sur la structure fine donne un test de la validité de la théorie. Si celle-ci est ainsi vérifiée expérimentalement l'étude de la structure fine apportera des enseignements sur le degré de complexité des configurations du noyau composé ainsi que sur la structure nucléaire (par Vi élément de matrice de l'intéraction entre l'état 2 particules - 1 trou et l'état 3 particules - 2 trous qui lui est couplé).

Vi est relié à $\Gamma^{\uparrow}$ par la relation.

$$\Gamma^{\uparrow} = \frac{2\pi \overline{Vi}^2}{d}$$

où d représente l'espacement moyen des niveaux du noyau composé.

L'état deux particules - un trou ne représente qu'une particularité de l' "Etat Porte" qui lui, est plus général. Les états 2 p - 1 t se trouvent essentiellement dans les diffusions élastique et inélastique.

CHAPITRE D

D - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

D.I-1 Analyse des niveaux séparés

a) Le Fluor
b) L'Aluminium
c) Le Silicium
d) Le Phosphore
e) Le Chrome
f) Le Plomb

D.II-1 Recherche d'une structure intermédiaire dans les sections efficaces totales neutroniques

a) Le Fluor
b) L'Aluminium
c) Le Vanadium
d) Le Chrome
e) Le Manganèse
f) Le Fer
1) Dispositif expérimental pour l'étude de la diffusion élastique des neutrons sur le Fe
2) Mesure absolue de la diffusion élastique
Corrections
3) Présentation des résultats expérimentaux

g) Le Nickel
h) Le Cobalt

D.II-2 Discussion

D.I - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats de sections efficaces totales neutroniques sont présentés dans plusieurs figures en fonction de l'énergie des neutrons dans le système du laboratoire. Nous les séparerons en deux parties, fonctions de l'interprétation théorique. Nous commencerons par étudier les noyaux présentant des niveaux suffisamment séparés, pour qu'il soit encore possible de leur attribuer une valeur de J. Ces niveaux obtenus dans les noyaux composés seront comparés, à ceux obtenus par d'autres mesures telles que sections efficaces (n,γ) ou ($n,n'\gamma$). Après chaque corps nous dresserons un tableau récapitulatif des différents niveaux obtenus, ce qui nous permettra de voir la contribution apportée par ce travail. Dans une seconde partie nous étudierons les résultats présentant de nombreuses fluctuations ne pouvant s'interpréter comme des niveaux séparés, mais comme des niveaux se recouvrant partiellement. La méthode d'analyse utilisée consiste à faire des moyennes à l'aide d'intervalles ΔE_n différents compris entre 20 keV et 300 keV. On voit apparaître pour certains corps une structure qui se conserve pour des ΔE_n compris entre 60 keV et 150 keV. Nous assimilerons cette structure au phénomène des états intermédiaires.

Tous les résultats sont corrigés du bruit de fond et de la contribution des diffusions de petit angle (référence B.II-7). L'erreur commise sur la section efficace totale σ_t a été calculée en tenant compte de la statistique et de l'incertitude sur les constantes physiques de l'échantillon. Elle est inférieur ou égale à 3%.

D.I-1 Analyse des niveaux séparés

a) Le Fluor $^{19}_{9}F_{10}$ 100% ($I = \frac{1}{2}+$)

Le but de ce travail était de mettre en évidence des résonances pouvant exister dans les corps de faible et moyenne masse atomique, de mesurer leur largeur, leur moment angulaire total et d'essayer de donner une valeur du moment angulaire orbital l. Le Fluor est un corps léger pouvant posséder des niveaux séparés dans la gamme d'énergie que nous pouvons exploiter. Les résultats publiés dans la littérature ne sont pas très récents. Il en existe un premier entre 20 et 700 keV donné en 1950 par C.K. BOCKELMAN (D.I-1) et un second de 500 keV à 5 MeV par J.E. WILLS ; J.K. BLAIR ; H. COHN ; H.B. WILLARD (D.I-2). Tous ces résultats ont été obtenus avec des résolutions en énergie variant de 20 keV à 70 keV. Nous avons repris les mesures de 450 keV à 1200 keV avec une dispersion en énergie de l'ordre de 3 keV (D.I-3). Plus récemment à la Conférence Internationale d'Anvers (Juillet 1965) ; A.J. ELWYN ; J.E. MONAHAN ; R.O. LANE ; A. LANGSDORF ; J.R. et F.P. MOORING (D.I-4) ont mesuré la section efficace totale du Fluor entre 0,5 MeV et 2,250 MeV avec une dispersion en énergie de 15 à 20 keV. Les deux résultats sont en très bon accord compte tenu des différentes résolutions utilisées.

La figure D.I-1 reproduit nos résultats et ceux de WILLS et al (référence D.I-2) d'après la table numérique du rapport 5226 de l'UCRL. Les différences entre les deux courbes s'expliquent le plus souvent par la différence entre les résolutions employées. Ainsi dans notre expérience, le large maximum de 750 keV à 850 keV a été séparé en deux niveaux l'un à 747 keV et l'autre à 794 keV.

Toutefois nous ne retrouvons pas le niveau à 1030 keV présent dans la tabulation de ces auteurs. Nos niveaux s'accordent également avec ceux que montre la section efficace de capture radiative du fluor. (D.I-5 ; D.I-6 ; D.I-7). Enfin on les retrouve sur les courbes de diffusion inélastique avec excitation soit du niveau 109 keV, soit du niveau 197 keV du ^{19}F (référence D.I-8).

Dans le domaine d'énergie étudié, la réaction du neutron sur le Fluor présente plusieurs voies de sortie : diffusion élastique, diffusion inélastique par excitation d'un des niveaux inférieurs, capture radiative. Dans la détermination du moment angulaire des états virtuels, nous devons tenir compte de la différence entre la largeur neutronique Γ_n et la largeur totale Γ. Les sections efficaces de capture étant de l'ordre du millibarn peuvent être négligées. Par contre, la voie de diffusion inélastique est importante. Dans le cas idéal de la formule de BREIT et WIGNER à un niveau, niveau permettant l'excitation d'une voie inélastique, nous pouvons écrire : (voir formules C.I-8 et C.I-12)

$$\Delta\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2} \cdot \frac{2J+1}{2I+1} \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \qquad (D.I.1)$$

$$\Delta\sigma_{in} = \frac{2\pi}{k^2} \cdot \frac{2J+1}{2I+1} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{\Gamma^2} \qquad (D.I.2)$$

J désigne le moment angulaire de l'état virtuel de résonance, I le moment angulaire du noyau cible et k le nombre d'onde du neutron incident. Si les deux voies élastique et inélastique contribuent pratiquement seules à la section totale, on a $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{n'}$

donc
$$\Delta\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2J+1}{2I+1} \left[1 - \frac{\Delta\sigma_{in}}{\Delta\sigma_t}\right] \qquad (D.I.3)$$

La formule de BREIT et WIGNER est une approximation valable au voisinage de la résonance. Son application est délicate, car dans la détermination de $\Delta\sigma$ il est souvent difficile d'apprécier la contribution des niveaux éloignés. De plus nous avons deux voies inélastiques. Pour une résonance donnée, l'une de ces voies peut être défavorisée par une règle de sélection.

Dans la formule (D.I-3) $\Delta\sigma_{in}$ a été pris égal à la différence entre le maximum

et le minimum de la courbe représentant la somme des deux sections efficaces inélastiques, même lorsque le niveau se manifeste seulement sur l'une des voies.

Par ce choix, la valeur attribuée à $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ peut être trop élevée, donc les valeurs de J être inexactes par défaut.

Dans les tableaux D.I-1 et D.I-2 figure notre appréciation des moments angulaires des différents niveaux, compte tenu de la précédente remarque, les valeurs de $\Delta\sigma_{in}$ ayant été empruntées aux résultats de J.M. FREEMAN (référence D.I-8). Elles varient de 0,6 à 0,9 barn suivant les niveaux. Sans la correction de diffusion inélastique, on retrouve les résultats de F. GABBARD; R.H. DAVIS; T.W. BONNER (référence D. I-5).

La détermination de J sur les niveaux dont l'énergie d'excitation est 7,166 MeV (E_n = 597 keV), 7,418 MeV (E_n = 852 keV) et 7,650 MeV (E_n = 1.107 keV) présente peu de difficulté, ces niveaux ayant une faible valeur intrinsèque et étant bien résolus.

TABLEAU D.I-1

En labo keV		Γobservé en keV		J	
Références	Ce travail	Réf.	Ce travail	Réf.	Ce travail
490 ± 10 (réf. D.I-9) 500 ⁻ (réf. D.I-3) 510 (réf. D.I-1) 505 (réf. D.I-2)	497	25 + 15 ⁻ 25 ⩽ 50	25	0, 1	1
590 ± 10 (réf. D.I-9) 600 ⁻ (réf. D.I-3) 600 (réf. D.I-1) 600 (réf. D.I-2)	597	21 + 10 ⁻ 15 ⩽ 50	11	1 1	2
750 ± 20 (réf. D.I-9) 760 ⁻ (réf. D.I-3)	747	63 60	35	1 1	1
	794		20		1
860 ± 20 (réf. D.I-9) 865 ⁻ (réf. D.I-3)	852	63 60	11		2
950 ± 20 (réf. D.I-9) 950 ⁻ (réf. D.I-3) 940 (réf. D.I-1)	927	100 95 70	35	0 0	2
1120 (réf. D.I-9) 1125 (réf. D.I-3) 1100 (réf. D.I-1)	1107	74 70 60	15	1 1	2

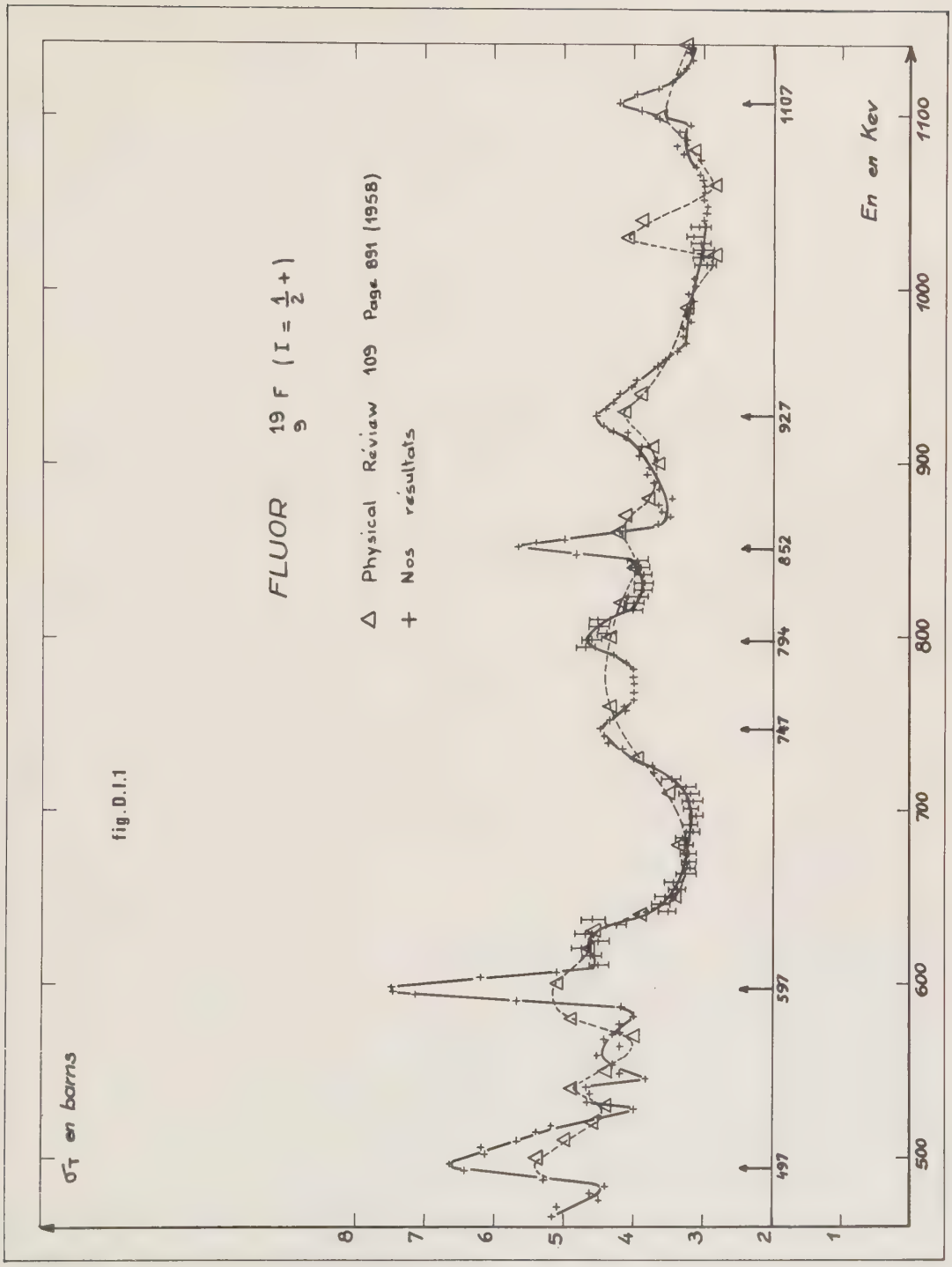

FLUOR 19 9 F (I = 1/2 +)
Δ Physical Review 109 Page 891 (1958)
+ Nos résultats
σT en barns
En en Kev
fig. D.I.1
1
2
3
4
5
6
7
8
500
600
700
800
900
1000
1100
497
597
747
794
852
927
1107

TABLEAU D. I-2-

J		En labo
2 +	7,650 MeV	1.107 keV
2	7,479 MeV	927 keV
2 +	7,418 MeV	852 keV
1	7,353 MeV	794 keV
1	7,309 MeV	747 keV
2 +	7,166 MeV	597 keV
1 +	7,071 MeV	497 keV
2 +	6,599 MeV $^{20}_{9}F$	$^{19}_{9}F(\frac{1}{2}+) + n$

Ces niveaux apparaissent sur les deux voies inélastiques conduisant respectivement aux niveaux excités du ^{19}F égaux respectivement à 109 keV ($\frac{1}{2}$ -) et 197 keV ($\frac{5}{2}$ +). On peut estimer que leur parité est positive.

Les valeurs de J relatives aux niveaux 7,071 MeV (E_n = 497 keV) 7,309 MeV

(E_n = 747 keV); 7,353 MeV (E_n = 794 keV) sont données à titre d'indication. Le niveau E_n = 497 keV alimente seulement l'état ($\frac{1}{2}$ -) sa parité est probablement positive.

Si on se reporte au tableau D.I-1, on s'aperçoit que le niveau à 760 keV d'une largeur de 60 keV se subdivise en deux de largeurs respectives 35 et 20 keV tous deux ayant un J égal à l'unité. Les largeurs des niveaux observés dans ce travail sont bien inférieures à celles obtenues dans les diverses références. Le fait de corriger les résultats expérimentaux des voies inélastiques nous donne des valeurs de J supérieures à celles obtenues par GABBARD ou WILLS. Il est vrai que pour obtenir ses résultats GABBARD a utilisé des valeurs de sections efficaces totales mesurées avec une mauvaise résolution en énergie.

b) Aluminium $^{27}_{13}Al_{14}$ 100% ($I = \frac{5}{2}+$)

Comme dans le cas du Fluor, nous avons mis en évidence les niveaux du noyau composé $^{28}_{13}Al^{\star}$ et comparé nos résultats avec ceux mentionnés dans la littérature obtenus à l'aide de réactions différentes aboutissant toutes au même noyau composé. Les résultats existant dans la littérature ne sont pas récents. On peut citer en section totale ceux de L.W. SEAGONDOLLAR ; H.H. BARSCHALL en 1947 (référence D.I-10) ceux de R.L. HENKEL ; H.H. BARSCHALL en 1950 (référence D.I-11) et ceux de R.L. HENKEL en 1952 (référence D.I-12), qui a aussi mesuré la section efficace (n, γ).

Nous avons repris des mesures de sections efficace totale entre 600 keV et 1200 keV avec une résolution en énergie de l'ordre de 3 keV (référence D.I-3).

La figure D.I-2 reproduit nos résultats ainsi que ceux des références D.I-10 et D.I-12. Ici aussi les différences proviennent de l'utilisation d'une meilleure résolution. Ainsi nous avons pu mettre en évidence trois nouveaux niveaux à E_n = 760 keV, E_n = 927 keV et E_n = 1018 keV. Tous les autres sont mentionnés dans la littérature. Ils sont signalés dans les mesures de sections efficaces totales (D.I-10 et D.I-11) de section efficace de capture radiative (D.I-12) ou de section efficace de diffusion inélastique (D.I-13) avec excitation des niveaux à 847 keV et 1025 keV. Le tableau D.I-3 donne la position des niveaux, l'énergie d'excitation du noyau composé, la largeur mesurée tout en les comparant avec ceux déjà mentionnés dans la littérature. On s'aperçoit que, sur les dix niveaux mis en évidence, trois sont nouveaux. Ils ont tous trois une faible largeur Γ , ce qui peut expliquer leur absence dans la littérature. Les valeurs de J pour les niveaux dont l'énergie d'excitation est 8,729 MeV (E_n = 1042 keV) 8,782 MeV (E_n = 1097 KeV) et 8,856 MeV (E_n = 1174 keV) sont données en tenant compte des valeurs de $\Delta\sigma$ in mesurées par R.M. KIEHN et C. GOODMAN (référence D.I-13). Nous proposons J = 3 + pour le niveau à E_n = 1042 keV car il n'existe que pour le premier état excité de moment angulaire $\frac{1}{2}$ + dans la réaction (n, n'γ). Quant au niveau à E_n = 1097 keV il n'ap-

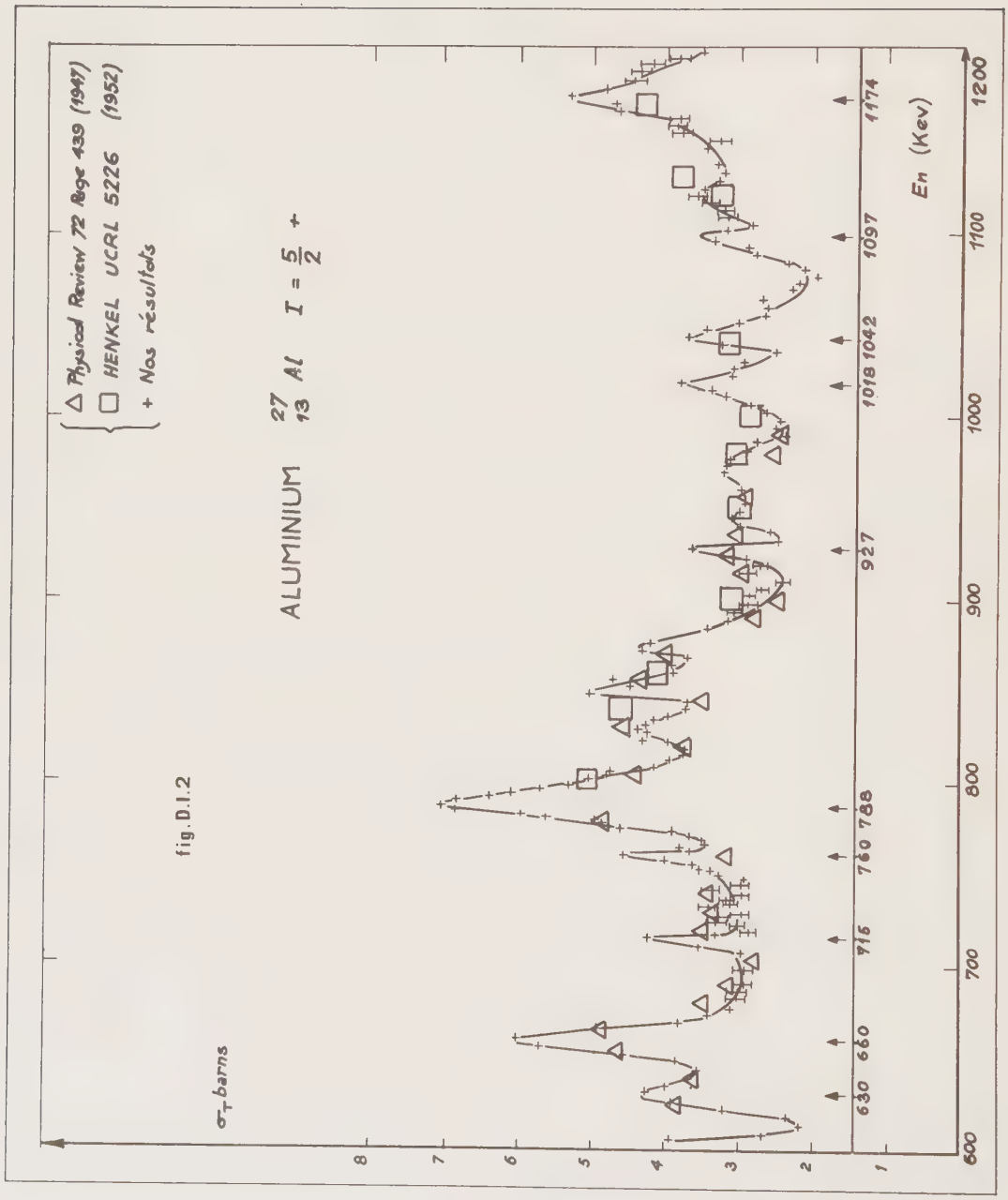

Physical Review 72 Page 439 (1947)
HENKEL UCRL 5226 (1952)
+ Nos résultats
ALUMINIUM 27 13 Al I = 5/2 +
σT barns
En (Kev)
630 660 715 760 788 927 1018 1042 1097 1174
600 700 800 900 1000 1100 1200
1 2 3 4 5 6 7 8

fig. D.I.2

parait que pour le second état excité de moment angulaire $\frac{3}{2}$ +. La valeur de J = 3 - est fort probable. Cette détermination impaire de la parité associée à la valeur paire du niveau précédent est très raisonnable, les niveaux n'interférant pas.

TABLEAU D.I-3-

En labo en keV	Energie d'excitation de l'$^{28}Al^{\star}$ en MeV	Résultats existants dans la littérature	Γ observé	J proposé
1174	8,856	(n, γ) référence D.I-12 (n,n' γ) référence D.I-13	25	5
1097	8,782	(n,n' γ) référence D.I-13 second état excité	18	3 (-)
1042	8,729	(n,n' γ) référence D.I-13 premier état excité	12	3 (+)
1018	8,706		12	3
927	8,613		7	2
788	8,480	(n, γ) référence D.I-12 σ_T références D.I-10 et 11	20	5
760	8,453		7	2
715	8,410	σ_T références D.I-10 et 11	7	2
660	8,353	σ_T références D.I-10 et 11	15	4
630	8,331	(n, γ) référence D.I-12 σ_T référence D.I-10 et 11		
	7,724	J = 3 + n + $^{27}_{13}Al$		

$^{28}_{13}Al^{\star}$

Les niveaux dont l'énergie d'excitation est 8,480 MeV (E_n = 788 keV) 8,410 MeV (E_n = 715 keV) ; 8,353 MeV (E_n = 660 keV) et 8,331 MeV (E_n = 630 keV) correspondent à ceux obtenus dans la littérature par sections efficaces totales et même réaction (n, γ) pour le premier et le dernier. Quant aux trois niveaux à 8,706 MeV (E_n = 1018 keV) 8,613 MeV (E_n = 927 keV) et 8,453 MeV (E_n = 760 keV) ils ne sont pas mentionnés dans la littérature mais apparaissent très nettement sur notre courbe de section efficace totale. Nous avons rencontré SMITH (Argonne National Laboratory) au cours du congrès de PARIS Octobre 1966, qui nous a communiqué ses résultats de section efficace totale sur l'Aluminium entre 0,3 et 1,5 MeV. Ils sont en excellent accord avec ceux que nous présentons.

c) Le Silicium $^{28}_{14}Si$ (92,2 %) (I = O +)

La section efficace totale du Silicium a été mesurée par R.E. FIELDS et M. WALT (référence D.I-14) en 1951 jusqu'à 800 keV avec un ΔE_n = 10 keV et par G. FRIER M. FULK ; E.E. LAMPI ; J.P. WILLIAMS (référence D.I-15) de 500 keV à 1200 keV avec un ΔE_n = 200 keV. Les premiers ont mis en évidence un niveau à 570 keV auquel ils ont attribué une valeur de $J > \frac{1}{2}$. Nous avons repris ces résultats de 500 keV à 1200 keV (référence D.I-16) retrouvé le niveau à 570 keV et obtenu deux nouveaux niveaux, un à 536 keV et un très large à 804 keV. Les niveaux à 536 keV et 570 keV ont été déterminés en 1961 par R.O. LANE ; A.S. LANGSDORF ; JR et JE. MONAHAN A.J. ELWYN (référence D.I-17) dans une mesure de diffusion élastique. Ils ont attribué la valeur $J = \frac{5}{2}$ + au niveau correspondant à E_n = 536 keV et $J = \frac{3}{2}$ - à celui correspondant à E_n = 570 keV.

Nos résultats sont présentés sur la figure D.I-3. Nous retrouvons les niveaux à 536 keV et 570 keV et mettons en évidence un nouveau niveau à E_n = 804 keV. Cette courbe a été analysée à l'aide d'un programme de moindres carrés utilisant une formule de BREIT et WIGNER à un niveau. Ce programme mis au point à SACLAY par le groupe MICHAUDON (référence D.I-18) est conçu pour l'étude des résonances faisant intervenir des ondes s. De très légères modifications nous ont permis de l'utiliser dans notre domaine d'énergie et dans le cas bien particulier du Silicium où nous avons deux niveaux bien séparés. Toutefois nous avons introduit dans le calcul les paramètres de la petite résonance à 536 keV déterminée par D.I-17. Ce programme peut en effet traiter simultanément plusieurs résonances. Dans une première phase on calcule la section efficace théorique $\sigma_{th}(E)$ en supposant que toutes les résonances sont du type BREIT-WIGNER à un niveau. Ensuite cette section efficace est élargie par les effets de la fonction de résolution R (E) pour obtenir une quantité directement comparable aux résultats expérimentaux. La connaissance exacte de la fonction de résolution est difficile. Pour faciliter les calculs et aussi parce que c'est certainement la fonction la plus proche de la réalité, il a été choisi.

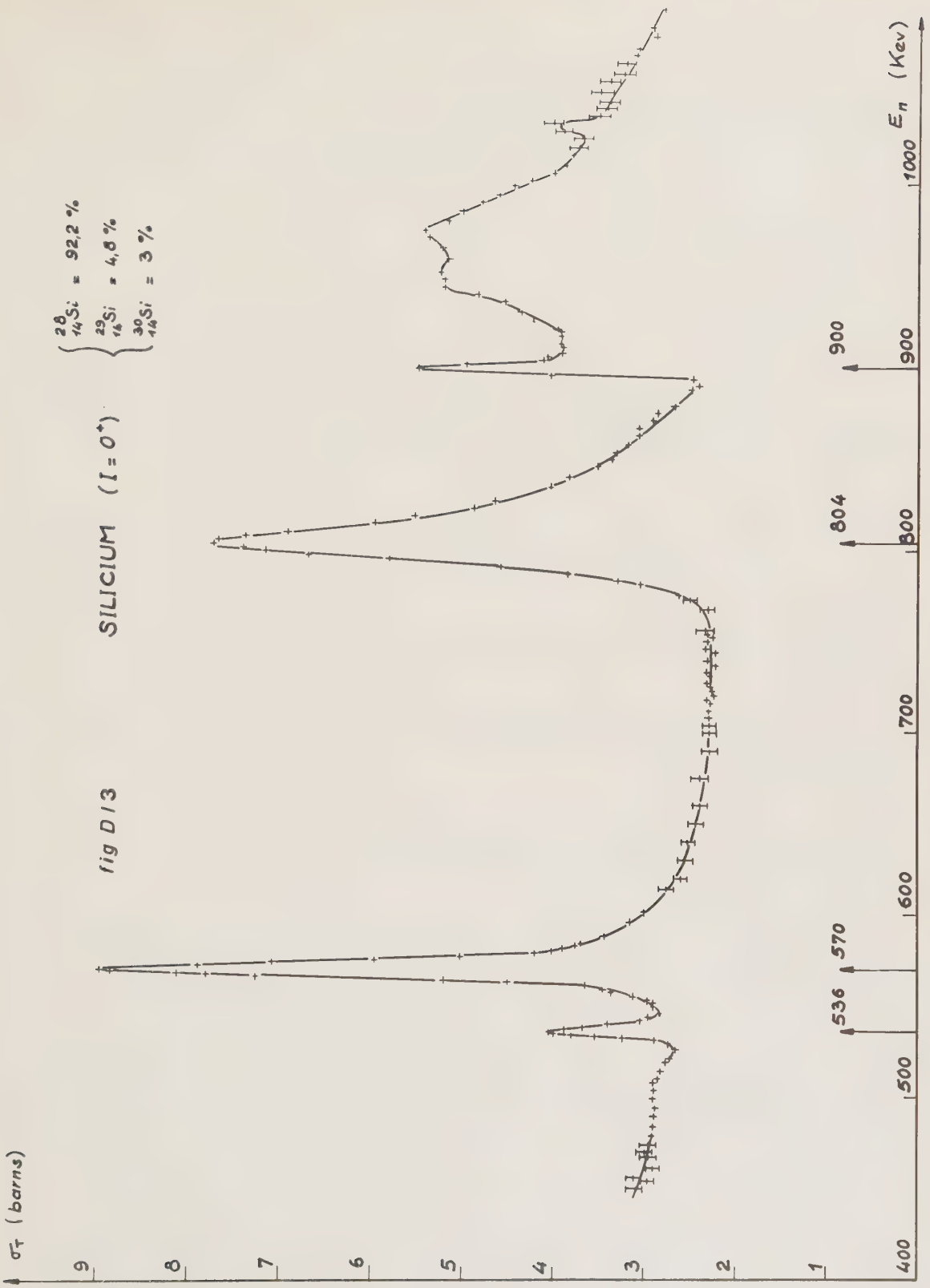


fig D 13
SILICIUM (I = 0+)
$^{28}_{14}Si$ = 92,2 %
$^{29}_{14}Si$ = 4,8 %
$^{30}_{14}Si$ = 3 %
σT (barns)
En (Kev)
400
500
600
700
800
900
1000
536
570
804
900
1
2
3
4
5
6
7
8
9

$$(76) \qquad \mathcal{R}(E) = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad \exp.\ \left(-\frac{2E^2}{R^2}\right)$$

où R est la largeur totale à $\frac{1}{\sqrt{E}}$ du sommet.

Pour la transmission on calcule la transmission apparente.

$$(77) \quad \begin{cases} T_{app}(E) = \left[\exp\left(-n\sigma_{th}(E)\right)\right] \star \mathcal{R}(E) \\ T_{app}(E) = \left[\exp\left(-n\sigma_{th}(E)\right)\right] \star \frac{1}{R}\sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left(-\frac{2E}{R^2}\right) \end{cases}$$

La valeur de Tapp (E) ainsi calculée pour chaque point expérimental, et la comparaison entre valeurs calculées et valeurs expérimentales se fait par le calcul de

$$\chi^2_T = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{\left(T^i_{exp} - T^i_{app}\right)^2}{(erreur)^2}$$

où N représente le nombre de points expérimentaux.

Les paramètres sont modifiés par approximations successives jusqu'à ce que la quantité χ^2_T soit minimum.

Par le tracé des points expérimentaux et théoriques on peut juger très rapidement si la courbe théorique suit bien les résultats expérimentaux

Dans ce cas le programme a donné d'excellents résultats car aucune correction n'était nécessaire concernant les diverses voies de sortie. En effet le seuil de la réaction (n, p) est de l'ordre de 4, 5 MeV et le premier état excité du ^{28}Si se trouve à E_γ = 1, 7 MeV.

Nous avons reporté les résultats sur les tableaux D. I-4 et D. I-5 qui donneront les valeurs de J pour chaque résonance, ainsi que les différentes largeurs Γ déterminées par le calcul.

TABLEAU D. I-4

En labo en keV		calculé en keV		J	
Références	Ce travail	Références	Ce travail	Références	Ce travail
536 (référence D. I-17)	536	0,32 (D. I-17	$1,7 \pm 0,3$	$\frac{5}{2}$ /+	1/2
570 (référence D. I-14)	570	15(D. I-14)	$10,8 \pm 2$	$> \frac{1}{2}$(D. I-14)	3/2 -
571 (référence D. I-17)		11,8(D. I-17)		$\frac{3}{2}$(D. I-14)	
	804		$26,2 \pm 2$		3/2 +

TABLEAU D. I-5

J			En labo
$^3/_2$	+	----------	804 keV
		9,254 MeV	
$^3/_2$	-	----------	570 keV
		9,028 MeV	
$^5/_2$	+	----------	536 keV
		8,995 MeV	
$^1/_2$			
		---------- ^{28}Si + n	
		8,478 MeV	

$^{29}_{14}$Si★

Le niveau à E_n = 570 keV est tel que $J = \frac{3}{2}$ (-). Celui à E_n = 804 keV n'interfère pas avec lui, son J est $\frac{3}{2}$ il s'agit très certainement dans ce cas des ondes d, d'où une parité paire.

d) Le phosphore $^{31}_{15}P$ 100 % ($I = \frac{1}{2}$ +)

Nous avons mesuré la section efficace totale neutronique du Phosphore entre 700 keV et 1200 keV par la méthode du temps de vol et du flux direct (référence D.I-19). Dans le premier cas l'épaisseur des cibles était d'environ 6 keV et les diaphragmes espacés de 3 mm de façon à obtenir un flux convenable. Dans le second nous avons amélioré la résolution en resserant les fentes et en utilisant des cibles d'une épaisseur inférieure à 3 keV. Les deux résultats sont reportés sur la figure D.I-4. Les deux courbes se superposent parfaitement, la seule différence provient des résolutions utilisées. Les résultats que nous donnons entre 830 keV et 1200 keV sont les seuls existant dans la littérature. SNOWDON et WHITEHEAD (référence D.I-20) ont donné des résultats de 100 keV à 700 keV avec une résolution en énergie de 40 keV. Quelques mois plus tard HANSEN ; KIEHN ; GOODMAN (référence D.I-21) reprenaient la mesure pour des neutrons de 100 keV à 830 keV avec une résolution en énergie variant de 2 à 5 keV. Les mesures s'arrêtaient à cette énergie. RICAMO (D.I-22) les a reprises avec des neutrons de 2 à 3,5 MeV.

La courbe de la figure D.I-4 présente plusieurs maxima. Ils représentent très certainement des niveaux du noyau composé du $^{32}_{15}P^{\star}$. Le maximum qui se place aux environs de E_n = 870 keV parait représenter au moins deux niveaux. Un niveau se détache parfaitement à 950 keV. L'application de la formule de BREIT - WIGNER montre qu'il s'agit d'un niveau ayant un J au moins égal à 2 ce qui correspond à deux valeurs possibles de 1 : 1 ou 2.

e) Le Chrome $^{52}_{24}Cr$ = 83,76 % (I = O +)

Les derniers résultats, concernant les mesures de section efficace totale du chrome naturel datent de 1957 (référence D.I-23). Les mesures sont distantes de 80 keV et la résolution de l'ensemble n'excède pas 100 keV. Nous avons repris ces mesures entre 500 keV et 1200 keV avec une dispersion en énergie de 4 keV (référence D.I-24) que nous reportons ainsi que celles du BNL 325 sur la figure D.I-5. On s'aperçoit que les points du BNL décrivent parfaitement une courbe moyenne de la section efficace. Notre courbe présente de nombreux maxima correspondant à des niveaux du noyau composé $^{53}_{24}Cr^{\star}$. Nous choisirons seulement trois niveaux sur cette courbe, particulièrement bien dégagés et paraissant uniques, de façon à leur attribuer une valeur probable pour J. Dans l'application de la formule de BREIT - WIGNER nous tiendrons compte du fait que notre échantillon n'est pas isotopiquement pur et contient seulement 83,76% de $^{52}_{24}Cr$. Les autres isotopes sont dans les proportions suivantes : ^{50}Cr = 4,31%, ^{53}Cr = 9,55% et ^{54}Cr = 2,38%.

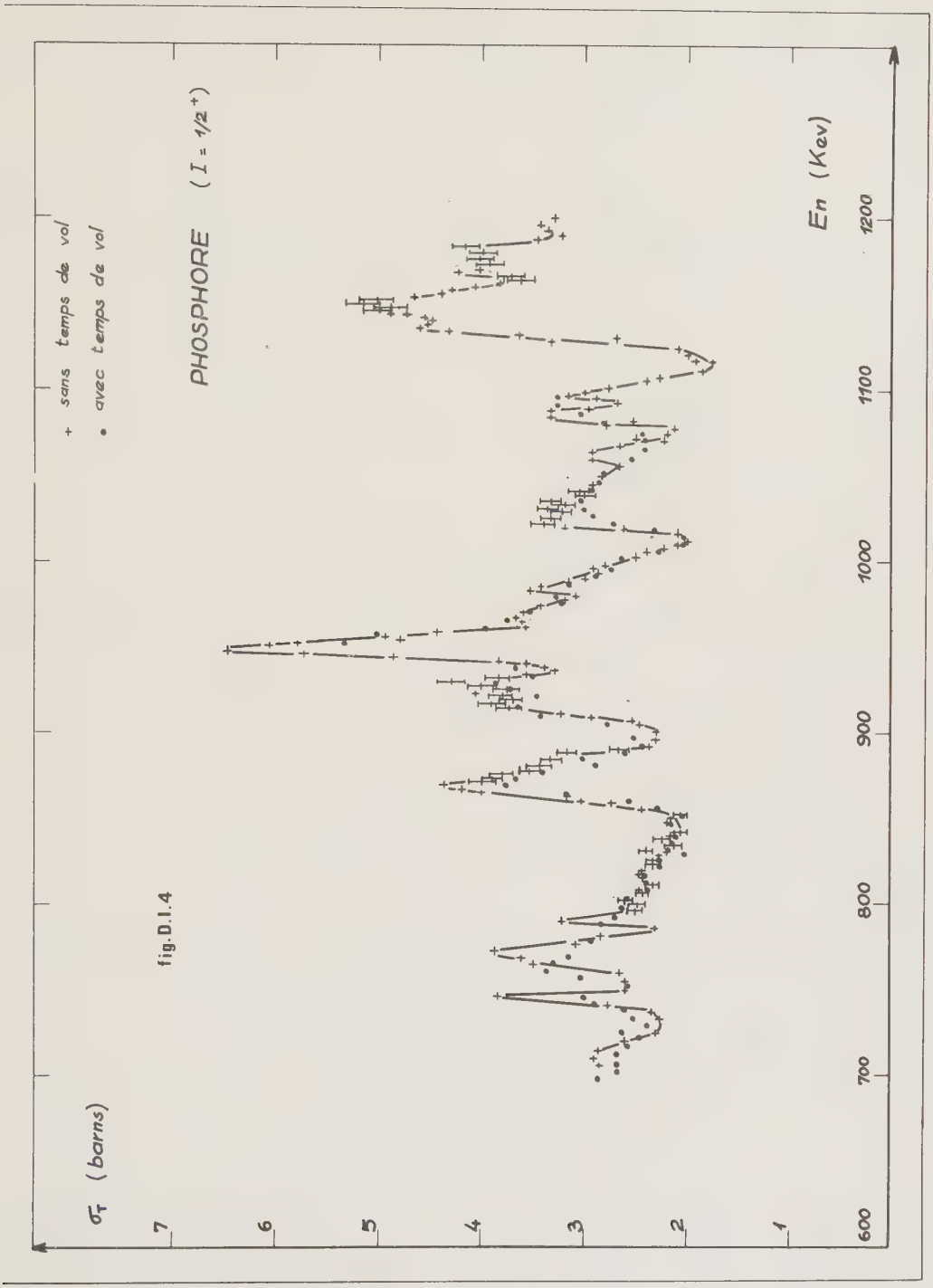

PHOSPHORE (I = 1/2⁺)
+ sans temps de vol
• avec temps de vol
σT (barns)
En (Kev)
600
700
800
900
1000
1100
1200
1
2
3
4
5
6
7

fig. D. I. 4

Le premier niveau bien séparé est à E_n = 755 keV. Le calcul fait avec J = $^1/_2$ donne une section efficace calculée inférieure à la valeur expérimentale tandis que pour j = $^3/_2$ la valeur calculée est supérieure. La largeur expérimentale de ce niveau est de l'ordre de 22 keV. Le second niveau à E_n = 873 keV est moins haut que le précédent. De plus son minimum est remonté par le niveau qui se trouve sur sa droite et l'ensemble des deux niveaux non séparés sur sa gauche. Le calcul nous conduit à lui attribuer pour J une valeur $^1/_2$.

Les valeurs l = 0 et l = 1 sont alors possibles. Toutefois d'après la forme de la résonance il s'agit très certainement d'ondes p. Quant au troisième niveau à E_n = 902 keV il est du même type que le premier, J = 3/2 et de largeur expérimentale d'une vingtaine de keV.

Dans ce cas nous avons affaire à une diffusion élastique pratiquement pure car le premier état excité du ^{52}Cr est à 1,44 MeV. Tous ces résultats sont reportés dans un tableau récapitulatif où nous faisons figurer les énergies d'excitations, les valeurs proposées pour J ainsi que les deux valeurs possibles pour l.

TABLEAU D.I-6

J	l		En labo	Γ expérimental
$^3/_2$	1 ou 2	8,826 MeV	0,902 MeV	20 keV
$^1/_2$	0 ou 1	8,798 MeV	0,873 MeV	14 keV
$^3/_2$	1 ou 2	8,683 MeV	0,755 MeV	22 keV
		7,943 MeV	$^{52}_{24}Cr$ + n	
		$^{53}_{24}Cr$		

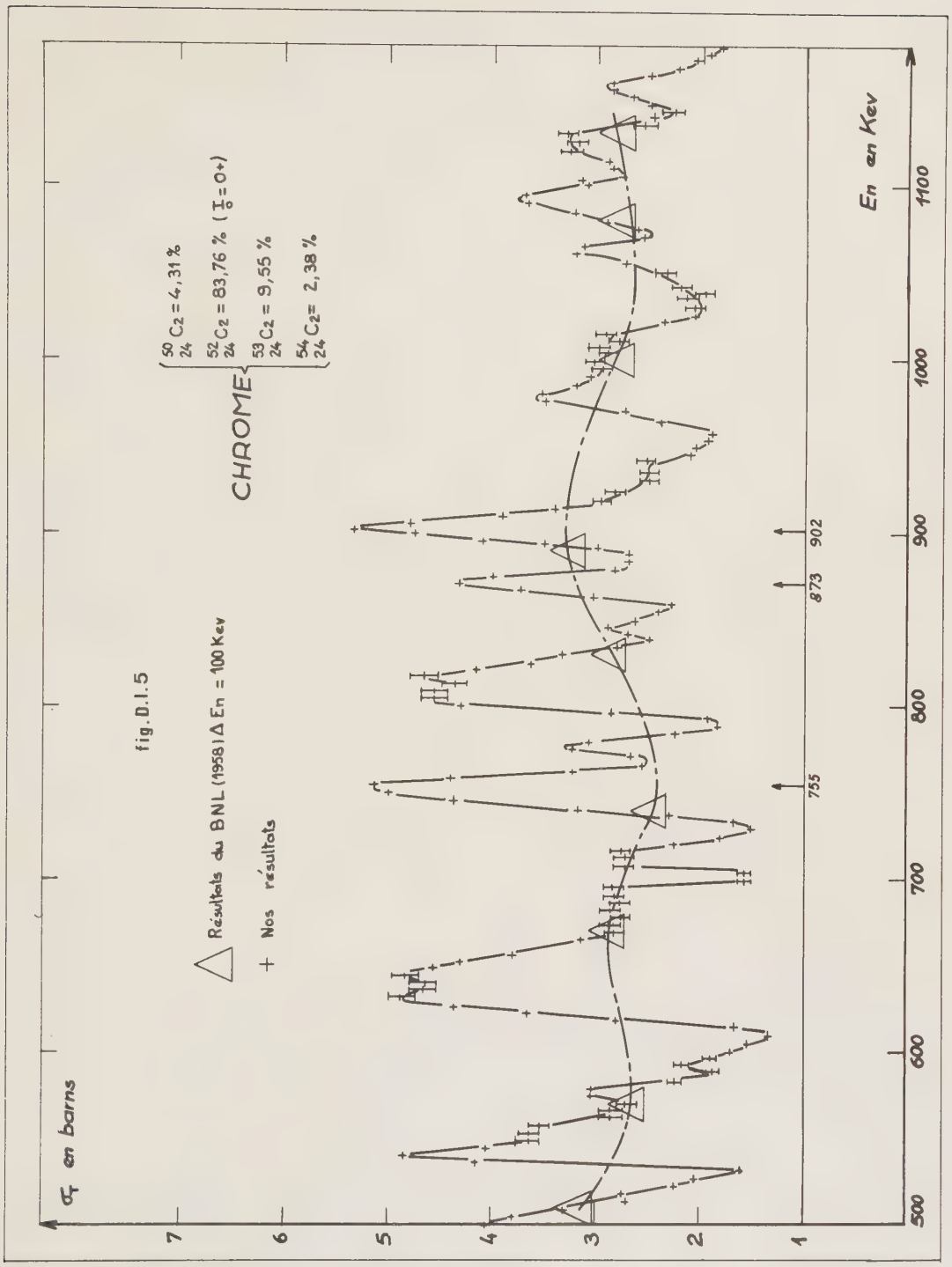

σ en barns
En en Kev
CHROME
$^{50}_{24}C_2$ = 4,31 %
$^{52}_{24}C_2$ = 83,76 % ($\frac{I}{o}$ = 0+)
$^{53}_{24}C_2$ = 9,55 %
$^{54}_{24}C_2$ = 2,38 %
Résultats du BNL (1958) Δ En = 100 Kev
+ Nos résultats
755
873
902
1
2
3
4
5
6
7
500
600
700
800
900
1000
1100

fig. D.I.5

f) Le Plomb $^{208}_{82}Pb$ = 52 % (I = o +)

Une première mesure de section efficace neutronique du Plomb naturel a été effectuée en 1949 par BARSCHALL ; BOCKELMAN ; PETERSON et ADAIR (référence D. I-25). D'autres mesures ont suivi concernant les isotopes 206 et 208. D'abord en 1950, E. PETERSON ADAIR et BARSCHALL (référence D. I-26) utilisèrent des échantillons contenant 88% de ^{206}Pb, 9% de ^{207}Pb et 3% de ^{208}Pb ainsi que du Plomb naturel 52% de ^{208}Pb, 23% de ^{207}Pb, 24% de ^{206}Pb et 1% de ^{204}Pb. En 1950, WILLARD, PRESTON et GOODMAN (référence D. I-27) donnent quelques résultats jusqu'à 690 keV. En 1961 WILENZICK, MITCHELL, SETH et LEWIS (référence D. I-28) donnent de nouveaux résultats avec des échantillons de Plomb naturel (52% de ^{208}Pb, 21% de ^{207}Pb, 26% de ^{206}Pb et 1% de ^{204}Pb) et de Plomb enrichi en ^{206}Pb (88% de ^{206}Pb, 9% de ^{207}Pb et 3% de ^{208}Pb). Les derniers résultats datent de 1962. Ils sont fournis par FOWLER et CAMPBELL (référence D. I-29) avec un échantillon contenant 99, 75% de ^{208}Pb.

Il nous a paru intéressant de reprendre ces mesures car d'une part le Plomb 208 présente l'avantage d'avoir un noyau doublement magique et d'autre part il existe un désaccord sur la détermination de la valeur de J pour les niveaux situés à 722 keV et 816 keV (référence D. I-30). Seuls les derniers auteurs (référence D. I-29) attribuent à J une valeur de $\frac{5}{2}$, les autres lui attribuant une valeur $\frac{3}{2}$. - Compte tenu du fait que le Plomb naturel ne contient que 52% de ^{208}Pb nous avons obtenu pour ces derniers niveaux une valeur de $J = \frac{5}{2}$.

Nos résultats sont groupés dans un tableau et comparés à ceux des références D. I-26, D. I-28 et D. I-29. Ils sont reproduits sur la figure D. I-6 sous la forme d'une courbe d'excitation représentant les variations de la section efficace neutronique.

Nous avons étudié les 7 pics les mieux séparés et les plus importants de cette courbe. Nous pouvons les attribuer à l'isotope 208, car il coïncident avec ceux trouvés par FOWLER et CAMPBELL (D. I-29) sur un échantillon de ^{208}Pb enrichi à 99, 75% et non avec les pics mis en évidence sur un échantillon enrichi à 88% en ^{206}Pb (référence D. I-31). D'autre part, la teneur dans le Plomb naturel des isotopes 204 (1, 48%) 206 (23, 6%) et 207 (22, 6%) conduirait à attribuer à ces niveaux des valeurs de J excessives. Nous avons donc appliqué la formule de BREIT - WIGNER en multipliant les $\Delta\sigma_T$ expérimentaux par le facteur isotopique $\frac{100}{52}$. Nous n'avons pas fait de correction pour la voie inélastique provenant du niveau à 850 keV car la section efficace est négligeable jusqu'à 1200 keV.

1) Etude du niveau à 722 keV

La mesure donne $\Delta\sigma_T$ mesuré = 8, 8 barns tandis que les calculs faits respectivement avec $J = {}^3/2$ et $J = {}^5/2$ conduisent à $\Delta\sigma_T$ calculé = 7, 2 et 10, 89 barns.

Notre valeur mesurée est certainement plus faible que 10,89 barns valeur calculée ou que 11,1 déterminée expérimentalement par D.I-29 à l'aide d'un échantillon enrichi en ^{208}Pb. Notre résultat est légèrement faussé par la présence des isotopes 206 et 207 dans l'échantillon. La valeur de 8,8 barns nous permet toutefois d'affirmer que la valeur $J = {}^5/_2$ est plus probable que celle de ${}^3/_2$ donnée par les autres auteurs D.I-26 et D.I-28.

Les résultats de FOWLER et CAMPBELL ont été confirmés par le groupe de la DUKE - UNIVERSITY (références D.I-32 et D.I-33) qui a utilisé le même échantillon.

2) Etude du niveau à 764 keV

Nous obtenons $\Delta\sigma_T$ mesuré = 6,4 barns. Le calcul avec $J = {}^3/_2$ donne 6,8 barns, tandis que FOWLER et CAMPBELL ont mesuré 5,7 barns. L'accord est bon entre les valeurs mesurées et calculées. Ce niveau admet bien $J = \frac{3}{2}$, l = 1 ou 2.

3) Etude du niveau à 816 keV

La valeur $\Delta\sigma_T$ mesurée est 9 barns. Le calcul pour $J = {}^5/_2$ donne 9,6 barns tandis que FOWLER et CAMPBELL ont mesuré 9,3 barns. Bon accord qui nous permet de conclure à la valeur $J = {}^5/_2$ pour l = 2 ou 3.

4) Etude du niveau à 855 keV

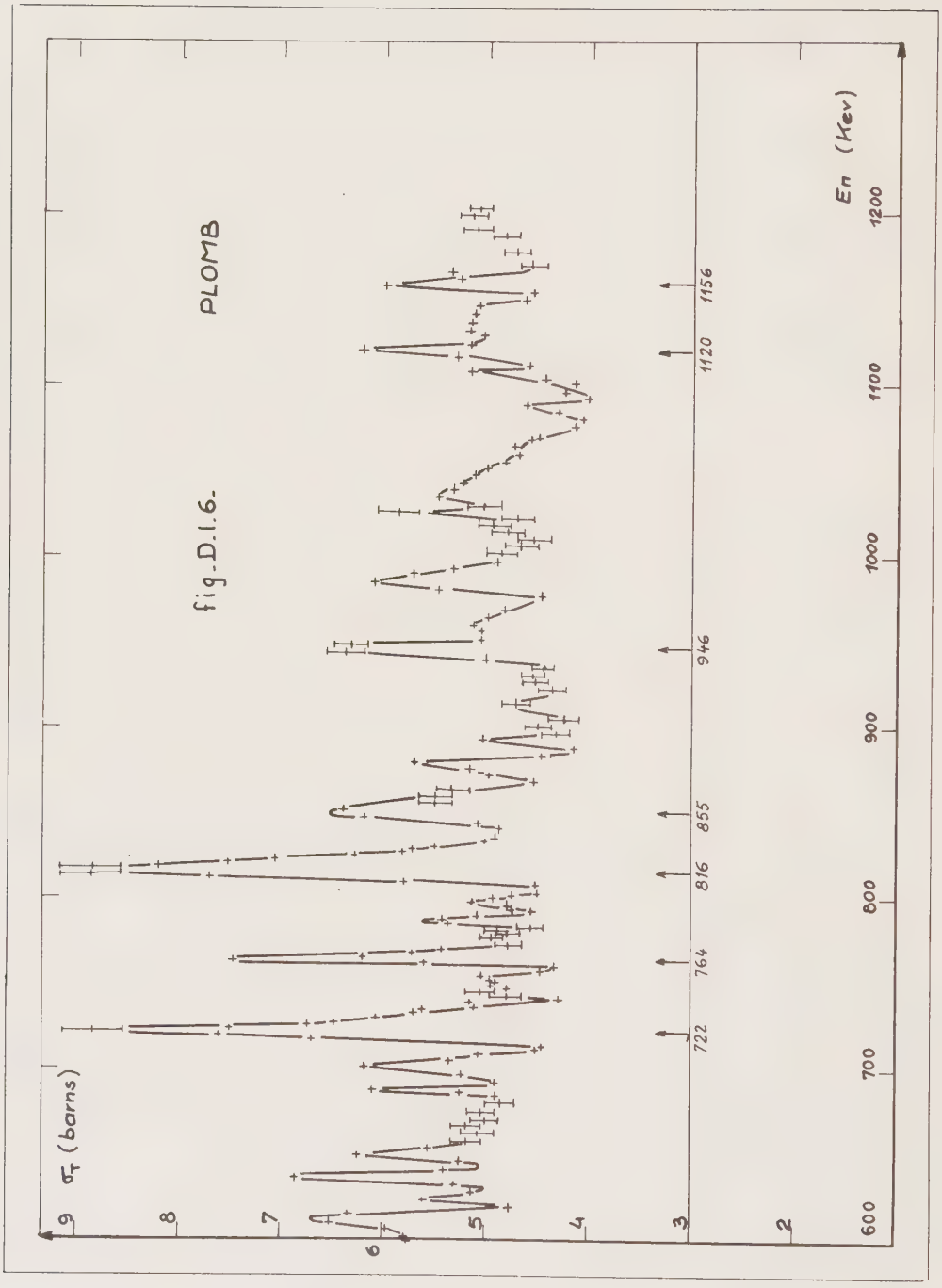
Nous obtenons $\Delta\sigma_T$ mesuré = 4 barns, tandis que FOWLER et CAMPBELL mesurent 5,6 barns. Le calcul avec $J = {}^1/_2$ et ${}^3/_2$ donne respectivement 3 barns et 6,15 barns. La valeur $J = {}^3/_2$ est la plus probable.

5) Etude du niveau à 946 keV

Ce niveau admet pour J la valeur ${}^3/_2$. Nous obtenons $\Delta\sigma_T$ mesuré = 5 barns tandis que FOWLER et CAMPBELL ont mesuré $5,7 \pm 0,6$ barns et que le calcul donne 5,5 barns.

6) Etude du niveau à 1120 keV

Celui-ci aussi admet pour J la valeur ${}^3/_2$. Nous mesurons $\Delta\sigma_T$ = 4 barns, FOWLER et CAMPBELL 3,7 barns et le calcul donne 4,7 barns.


PLOMB
fig.D.I.6.
σT (barns)
En (Kev)
9
8
7
6
5
4
3
2
600
700
800
900
1000
1100
1200
722
764
816
855
946
1120
1156

7) Etude du niveau à 1156 keV

Nous mesurons $\Delta\sigma_T$ = 3 barns tandis que FOWLER et CAMPBELL obtiennent 4,3 barns. Par contre le calcul avec J = $^3/_2$ donne 4,5 Barns. Notre valeur mesurée est plus faible que celle obtenue en utilisant un échantillon enrichi en 208. Ceci peut s'expliquer par la présence des isotopes 206 et 207, ou par une résolution légèrement inférieure.

La lecture du tableau nous montre le parfait accord qui existe entre nos résultats et ceux de FOWLER et CAMPBELL.

TABLEAU D.I-7

En labo en keV		$\Delta\sigma_T$ mesuré en barns		$\Delta\sigma_T$ calculé	J		
Références	Ce travail	Références	Ce travail	$\frac{2\pi}{k^2}(2J+1)$	Références	Ce travail	
720(Réf. D.I-2		3,7 ± 0,5		3,8	3/2		1er
718(Réf. D.I-28)	722		8,8	3,8	3/2	5/2	niveau
723(Réf. D.I-29)		11,1 ± 0,7		10,9	5/2		
769(Réf. D.I-29)	764	5,7 ± 0,6	6,4	6,8	3/2	3/2	2è niveau
821(Réf. D.I-29)	816	9,3 ± 0,4	9	9,6	5/2	5/2	3è niveau
855(Réf. D.I-29)	855	5,6 ± 0,6	4	6,1	3/2	3/2	4è niveau
953(Réf. D.I-29)	946	5,7 ± 0,6	5	5,5	3/2	3/2	5è niveau
1112 (Réf. D.I-29)	1120	3,7 ± 0,6	4	4,7	3/2	3/2	6è niveau
1154 (Réf. D.I-29)	1156	4,3 ± 0,6	3	4,5	3/2	3/2	7è niveau

D. II-1 Recherche d'une structure intermédiaire dans les sections efficaces totales neutroniques

Les succès du modèle en couches dans la description du noyau sont maintenant bien connus et ont contribué à justifier son extension aux réactions nucléaires.

Les premiers travaux effectués par BLOCK et FESHBACH (C. II-5) et par SHAKIN (D. II-1) sur la base d'excitations 2 particules - 1 trou, ont permis de prédire l'existence d'une structure d'une largeur de 100 à 300 keV intermédiaire entre celle du modèle optique et celle du noyau composé. D'autre part BLOCH et GILLET (références D. II-2 et D. II-3) ont étendu le concept de mélange de configurations à des états quasi liés et non liés sans se soucier d'une configuration spécifique. Plus récemment WEIDENMULLER et MAHAUX (références C. II-3 et C. II-4) ont étudié les relations existant entre un état intermédiaire et sa structure fine dues aux excitations plus compliquées qui lui sont couplées. Les résultats les plus importants sont que les résonances de la structure fine d'un état intermédiaire doivent avoir même spin J et même parité que cet état, et qu'un tel état doit se traduire dans les sections efficaces moyennées par une formule du type résonance.

(D. II-1)

$$\langle \sigma_T \rangle = 4\pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\Gamma\uparrow \ (\Gamma\uparrow + \Gamma\downarrow)}{(E - E_o)^2 + \left(\frac{\Gamma\downarrow + \Gamma\uparrow}{4}\right)^2}$$

où J représente le spin de l'état, I celui du noyau cible et i celui de la particule incidente.

L'état porte, par exemple 2 particules - un trou se désintègre soit en réemettant la particule incidente avec une probabilité $\Gamma\uparrow$ (largeur de désintégration) soit en excitant d'abord des états 3 particules - 2 trous et d'autres configurations plus compliquées, avec une probabilité $\Gamma\downarrow$ (largeur d'absorption dans le noyau).

Les calculs théoriques ont surtout été effectués en considérant la section totale élastique et parfois inélastique, ce qui montre l'intérêt des sections efficaces totales au dessous de 2 MeV pour les étudier. En raison de la simplicité des configurations considérées leur observation doit être plus facile dans les noyaux proches des couches fermées.

Dans ce but, nous avons étudié les noyaux ^{51}V ; ^{52}Cr ; ^{55}Mn ; ^{56}Fe ; ^{58}Ni et ^{60}Ni et ^{59}Co, dont le nombre de neutrons est voisin de 28 (couche $f_{7/2}$ fermée) avec des neutrons dont l'énergie varie de 0,400 à 1, 2 MeV. Nous avons aussi recherché la présence d'une structure intermédiaire dans le cas de noyaux plus légers tels que le Fluor et l'Aluminium.

La dispersion en énergie des neutrons incidents étant de l'ordre de 3 keV, nous avons mis en évidence une structure fine des fonctions d'excitation. La recherche des états

intermédiaires a été faite en effectuant des moyennes de la section efficace sur des intervalles d'énergie que nous avons fait varier entre 20 et 300 keV. La présence d'une structure intermédiaire doit se traduire par de larges résonances se conservant en position en largeur et en amplitude, compte tenu de l'influence de l'intervalle d'énergie sur lequel on moyenne lorsqu'on fait varier cet intervalle.

a) Le Fluor $^{19}_{9}F_{10}$ ($I = \frac{1}{2}$ +)

Nous avons discuté les résultats du Fluor dans la partie précédente. La méthode des moyennes sur des intervalles variant de 20 keV à 300 keV nous a permis de mettre en évidence une " bosse " qui se conserve pour des intervalles compris entre 60 keV et 120 keV. Cette structure a été mise en évidence par A. J. ELWYN ; J. E. MONAHAN, R. O. LANE ; A. LANGSDORE ; JR et F. P. MOORING (référence D. I-4) dans une mesure de section efficace neutronique totale entre 0,5 MeV et 2,25 MeV. Ils ont utilisé pour moyenner leur courbe des Δ E compris entre 60 keV et 380 keV.

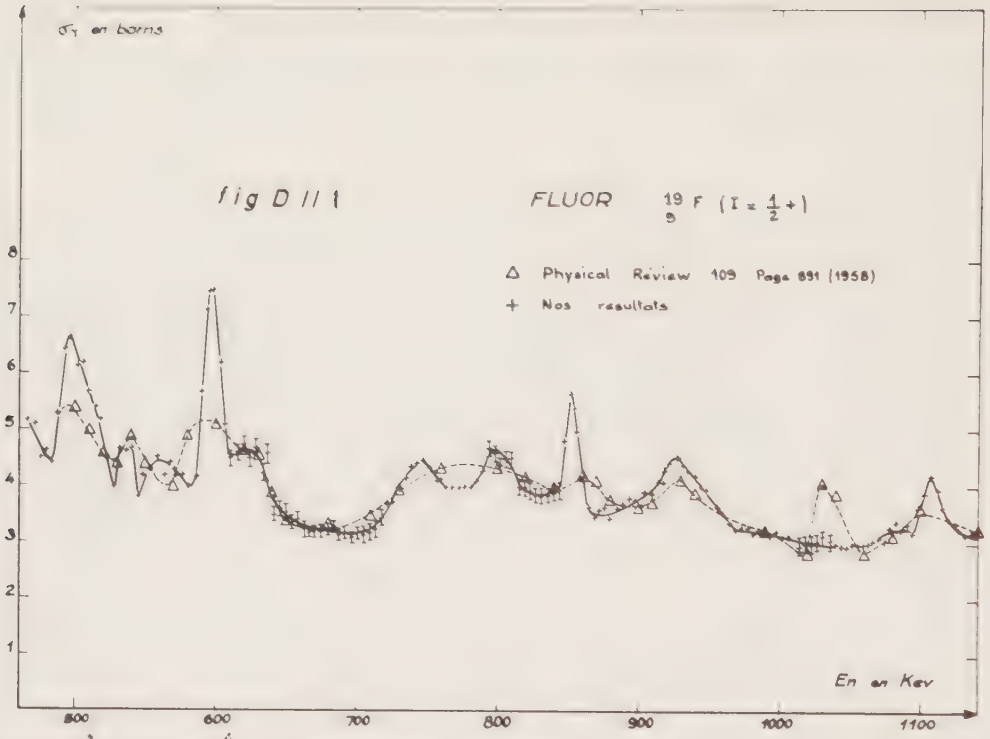
Les résultats montrent quatre "bosses" d'une largeur moyenne Γ = 160 keV et d'un espacement d'environ 300 à 400 keV. Nos mesures entre 400 keV et 1200 keV nous ont permis d'obtenir le premier maximum centré sur 850 keV et l'amorce du second maximum qui se place aux environs de 1250 keV dans la référence D. I-4. Nos résultats sont présentés sur la figure D. II-1.

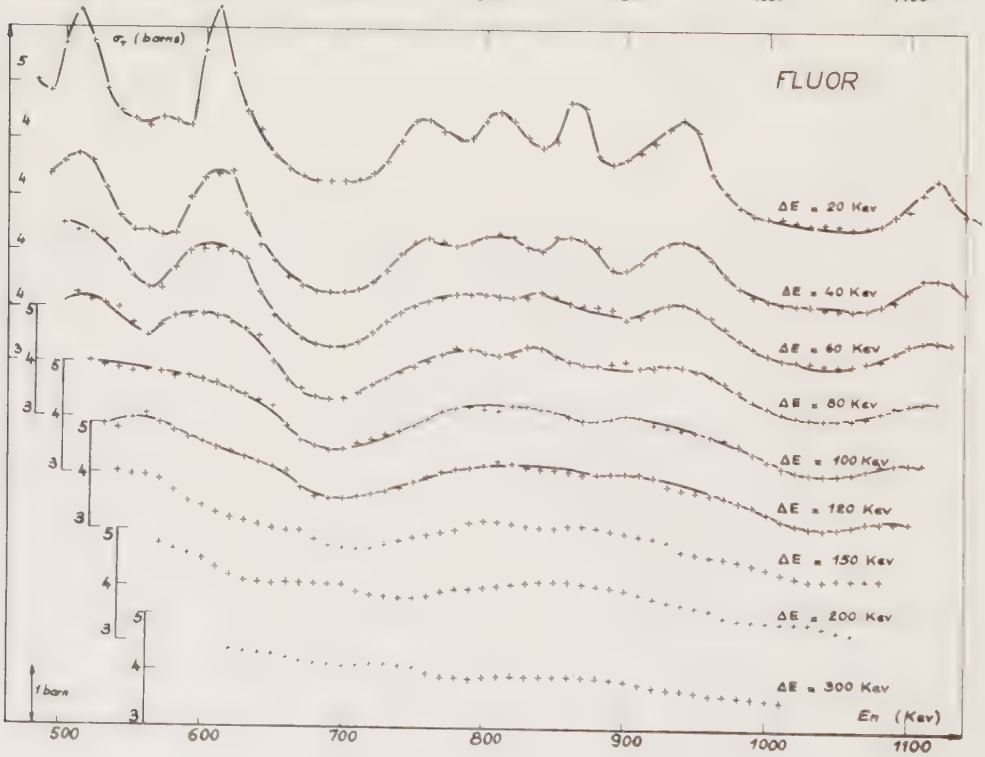
b) L'Aluminium ($I = \frac{5}{2}$ +)

Nous avons discuté les résultats de l'Aluminium dans la partie précédente. La méthode des moyennes nous a permis aussi sur ce corps de faire apparaître une "bosse" centrée aux environs de 800 keV. Ce phénomène est confirmé par A. J. ELWYN et al (référence D. I-4) qui obtient comme pour le Fluor des largeurs de " bosses" restant constantes pour des intervalles de moyennes variant de 60 keV à 150 keV. Une nouvelle confirmation de ce phénomène nous a été donnée par SMITH (communication privé au Congrès de PARIS en Octobre 66). Les résultats qu'il nous a communiqués font apparaître une bosse à 800 keV pour des sommations dans des intervalles Δ E compris entre 50 et 150 keV, avec une remontée aux environs de 1,2 MeV comme nous l'obtenons nous mêmes. (Fig. D. II-2).

c) Le Vanadium $^{51}_{23}V_{28}$ ($I = \frac{7}{2}$ -) 99,75%

Le Vanadium 51 est un noyau pair-impair (N = 28, Z = 23) de spin $(\frac{7}{2})$. La courbe expérimentale que nous avons obtenue, (référence D. II-4) et les moyennes réalisées pour des intervalles d'énergie Δ E variant entre 30 et 300 keV, sont représentées sur les figures D. II-3 et D. II-4. Nous avons reporté sur la courbe de la figure D. II-3 les points de BLAIR et


σγ en barns
fig D II 1
FLUOR
19 9 F (I = 1/2 +)
Δ Physical Review 109 Page 891 (1958)
+ Nos resultats
En en Kev
800
600
700
800
900
1000
1100


σγ (barns)
FLUOR
ΔE = 20 Kev
ΔE = 40 Kev
ΔE = 60 Kev
ΔE = 80 Kev
ΔE = 100 Kev
ΔE = 120 Kev
ΔE = 150 Kev
ΔE = 200 Kev
ΔE = 300 Kev
1 barn
En (Kev)
500
600
700
800
900
1000
1100

WALLACE (référence D.II-5) obtenus jusqu'à 1 MeV ; leurs résultats sont en bon accord avec les nôtres, compte tenu de leur résolution en énergie qui était d'une dizaine de keV.

On peut remarquer sur ces courbes que les "bosses" de la valeur moyennée de la section efficace totale mesurée se conservent pour des intervalles ΔE compris entre 40 et 150 keV ; ces résonances ont une amplitude importante, environ 1 barn ce qui représente 30 à 40% de la section efficace totale, malgré le spin élevé du noyau cible. Leur largeur est de l'ordre de 130 keV tandis que la largeur moyenne de la structure fine est inférieure à une dizaine de keV.

d) Le Chrome $^{52}_{24}Cr_{28}$ $(I = o+) \sim 83,76\%$

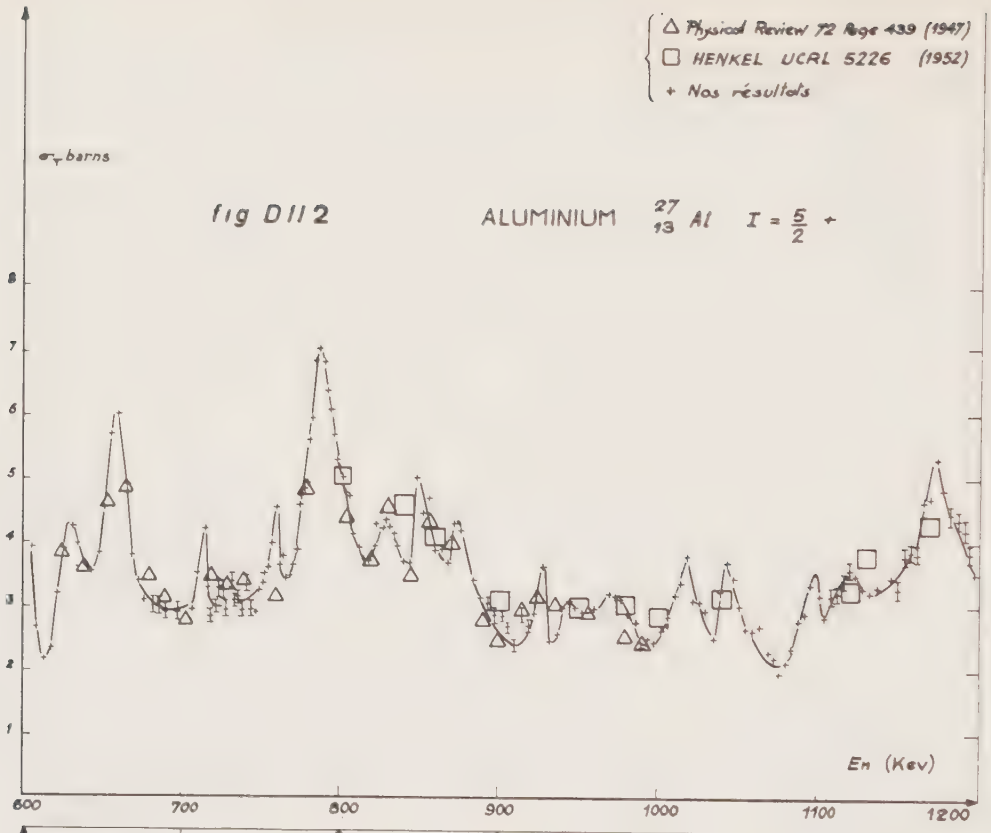
L'échantillon de chrome utilisé était formé de Chrome naturel, contenant 84% de ^{52}Cr ($Z = 24$; $N = 28$). Le Chrome 52 étant très semblable au Vanadium 51 (même nombre de neutrons, un proton en plus) on pourrait s'attendre à un comportement assez similaire. Cependant il existe une très grande différence comme on peut le constater sur la figure D.II-5. Les pics de structure fine sont moins nombreux que pour le Vanadium 51 et leur largeur plus grande (15 à 20 keV). Les résonances sont suffisamment espacées pour permettre l'attribution du spin de certains niveaux à l'aide de la formule de BREIT et WIGNER comme nous l'avons vu dans la partie précédente.

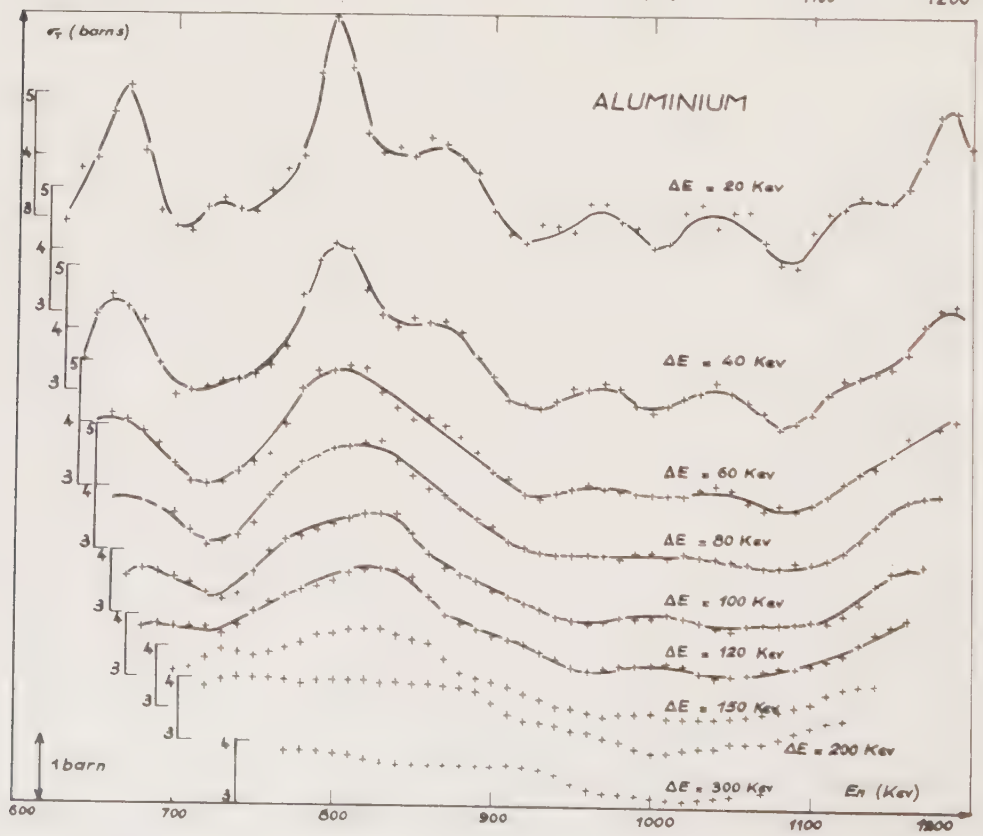
La différence la plus importante entre ces deux noyaux voisins est que contrairement au Vanadium où les moyennes de la section efficace montrent des résonances régulières, l'évolution de la section efficace moyennée sur le chrome montre des bosses qui varient de façon incohérente en position comme en amplitude pour des intervalles ΔE différents. On pourrait penser attribuer ces différences à la composition isotopique des échantillons de Chrome et de Vanadium (84% de ^{52}Cr; 100 % de ^{51}V). Cependant une comparaison des résonances dans le Plomb naturel et le Plomb 208 (références D.I-29 et D.I-30) montre que ce n'est probablement pas le cas.

e) Le Manganèse $^{55}_{25}Mn_{30}$ $(I = \frac{5}{2}-) \sim 100\%$

Le Manganèse 55 est un noyau pair-impair ($Z = 25$; $N = 30$) de spin $(\frac{5}{2}-)$ dont la section efficace totale a été mesurée par STUBBINS (référence D.II-6) avec une résolution en énergie de 6 keV jusqu'à 1 MeV.

Nous avons effectué nos mesures de 800 keV à 1200 keV avec une meilleure résolution (D.II-7). Nos résultats sont reportés sur la figure D.II-6 avec ceux de STUBBINS. Nous n'avons pas fait figurer les moyennes de la section efficace, car elles ont un comportement voisin de celles obtenues pour le Chrome, avec une amplitude beaucoup plus faible.


Physical Review 72 Page 439 (1947)
HENKEL UCRL 5226 (1952)
Nos résultats
σT barns
fig D II 2
ALUMINIUM 27 13 Al I = 5/2 +
En (Kev)
600
700
800
900
1000
1100
1200


σT (barns)
ALUMINIUM
ΔE = 20 Kev
ΔE = 40 Kev
ΔE = 60 Kev
ΔE = 80 Kev
ΔE = 100 Kev
ΔE = 120 Kev
ΔE = 150 Kev
ΔE = 200 Kev
ΔE = 300 Kev
1 barn
En (Kev)
600
700
800
900
1000
1100
1200

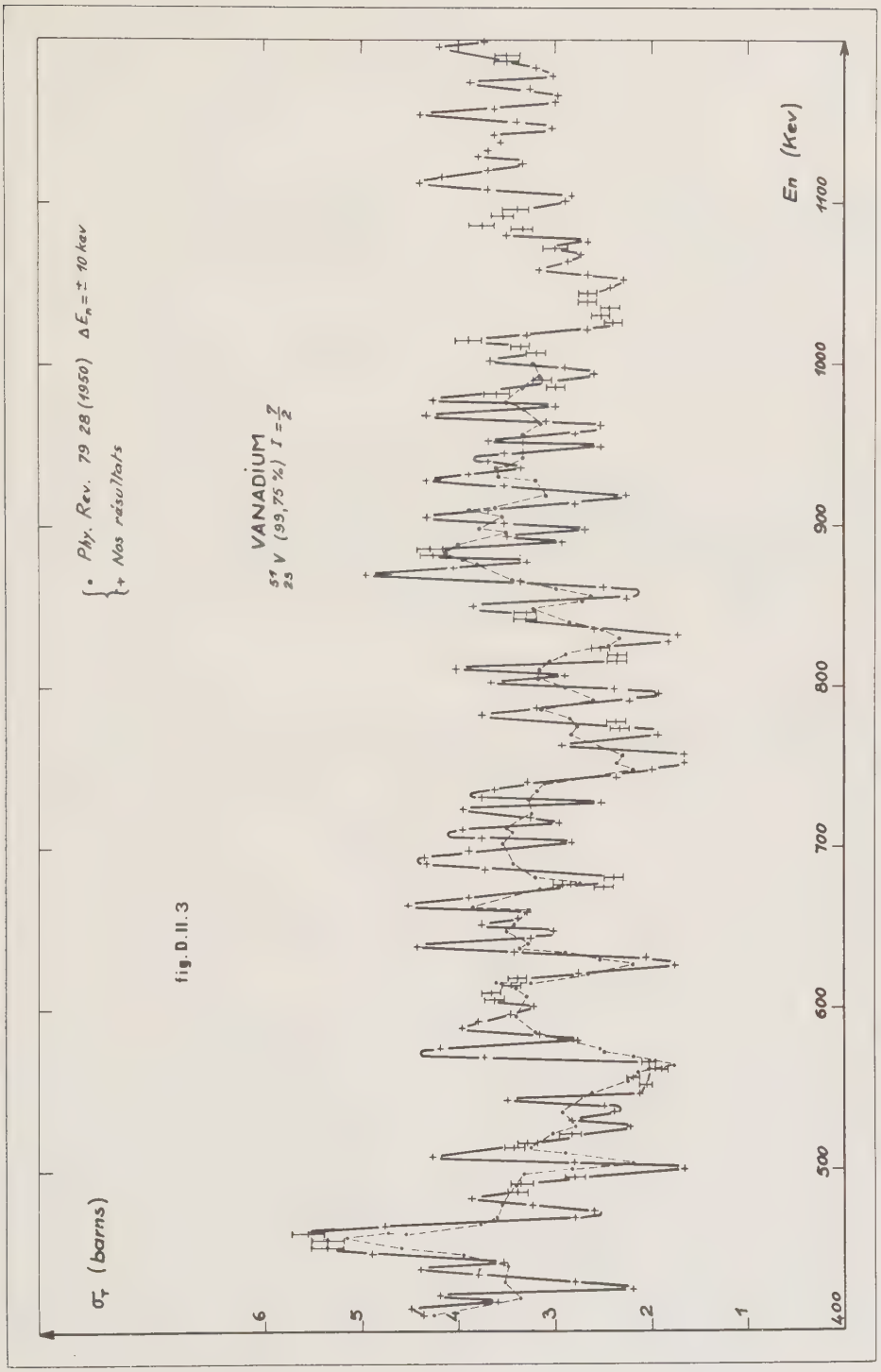
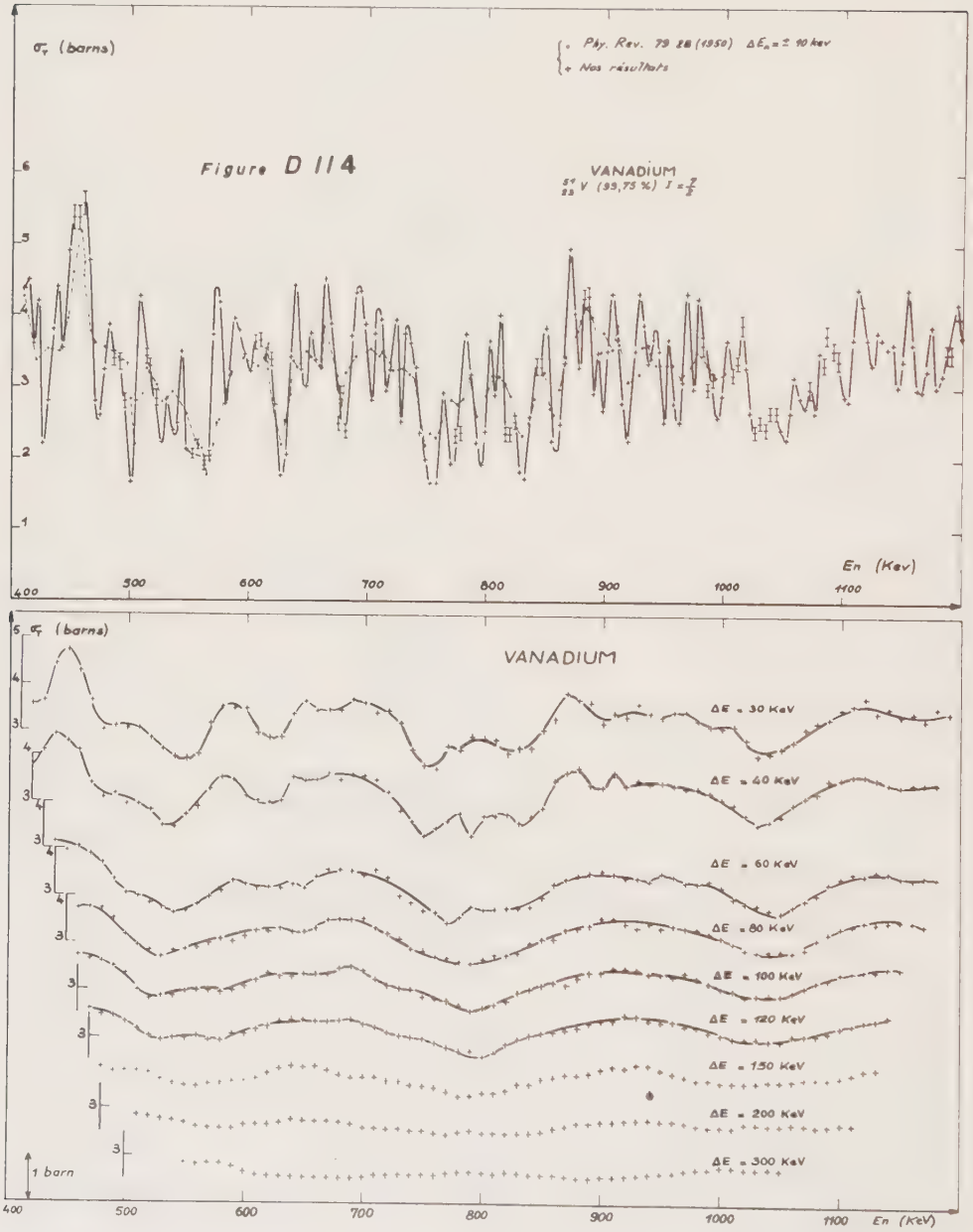
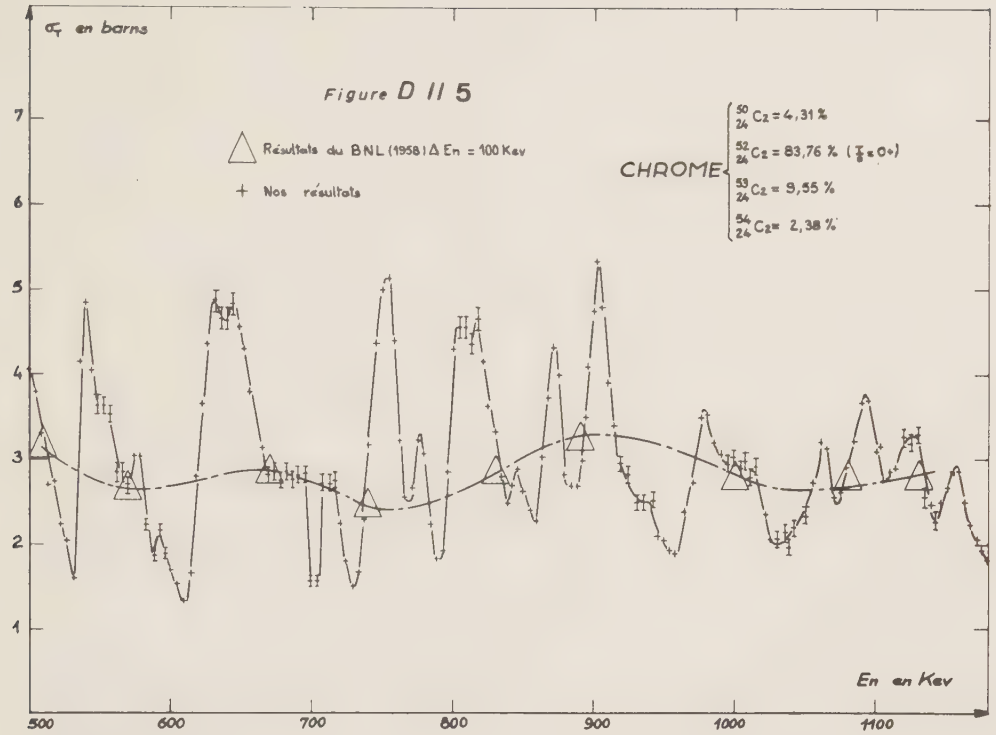
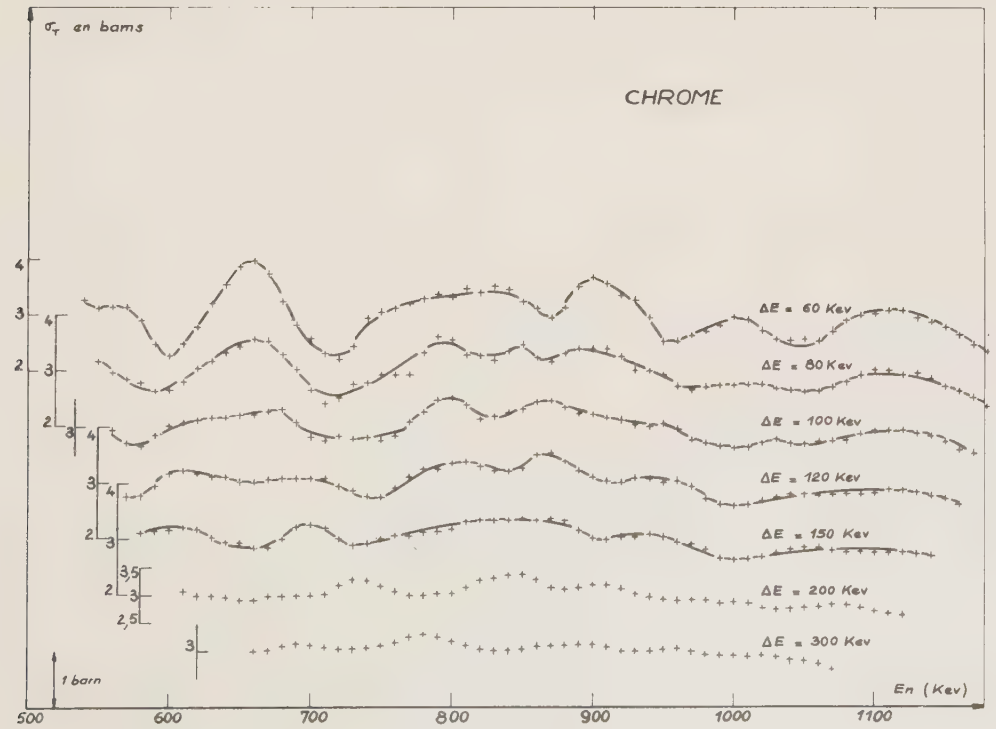

VANADIUM
51 23 V (99,75 %) I = 7/2
• Phy. Rev. 79 28 (1950) ΔEn = ± 10 kev
+ Nos résultats
σT (barns)
En (Kev)
6
5
4
3
2
1
400
500
600
700
800
900
1000
1100

fig. D.II.3


σT (barns)
Phy. Rev. 79 28 (1950) ΔEn = ± 10 kev
Nos résultats
Figure D 114
VANADIUM
51 23 V (99,75 %) I = 7/2
En (Kev)
400
500
600
700
800
900
1000
1100
VANADIUM
ΔE = 30 KeV
ΔE = 40 KeV
ΔE = 60 KeV
ΔE = 80 KeV
ΔE = 100 KeV
ΔE = 120 KeV
ΔE = 150 KeV
ΔE = 200 KeV
ΔE = 300 KeV
1 barn
En (KeV)


σT en barns
Figure D II 5
Résultats du BNL (1958) Δ En = 100 Kev
Nos résultats
CHROME
50 24 Cr = 4,31 %
52 24 Cr = 83,76 % (I = 0+)
53 24 Cr = 9,55 %
54 24 Cr = 2,38 %
En en Kev
500
600
700
800
900
1000
1100


σT en barns
CHROME
ΔE = 60 Kev
ΔE = 80 Kev
ΔE = 100 Kev
ΔE = 120 Kev
ΔE = 150 Kev
ΔE = 200 Kev
ΔE = 300 Kev
1 barn
En (Kev)
500
600
700
800
900
1000
1100

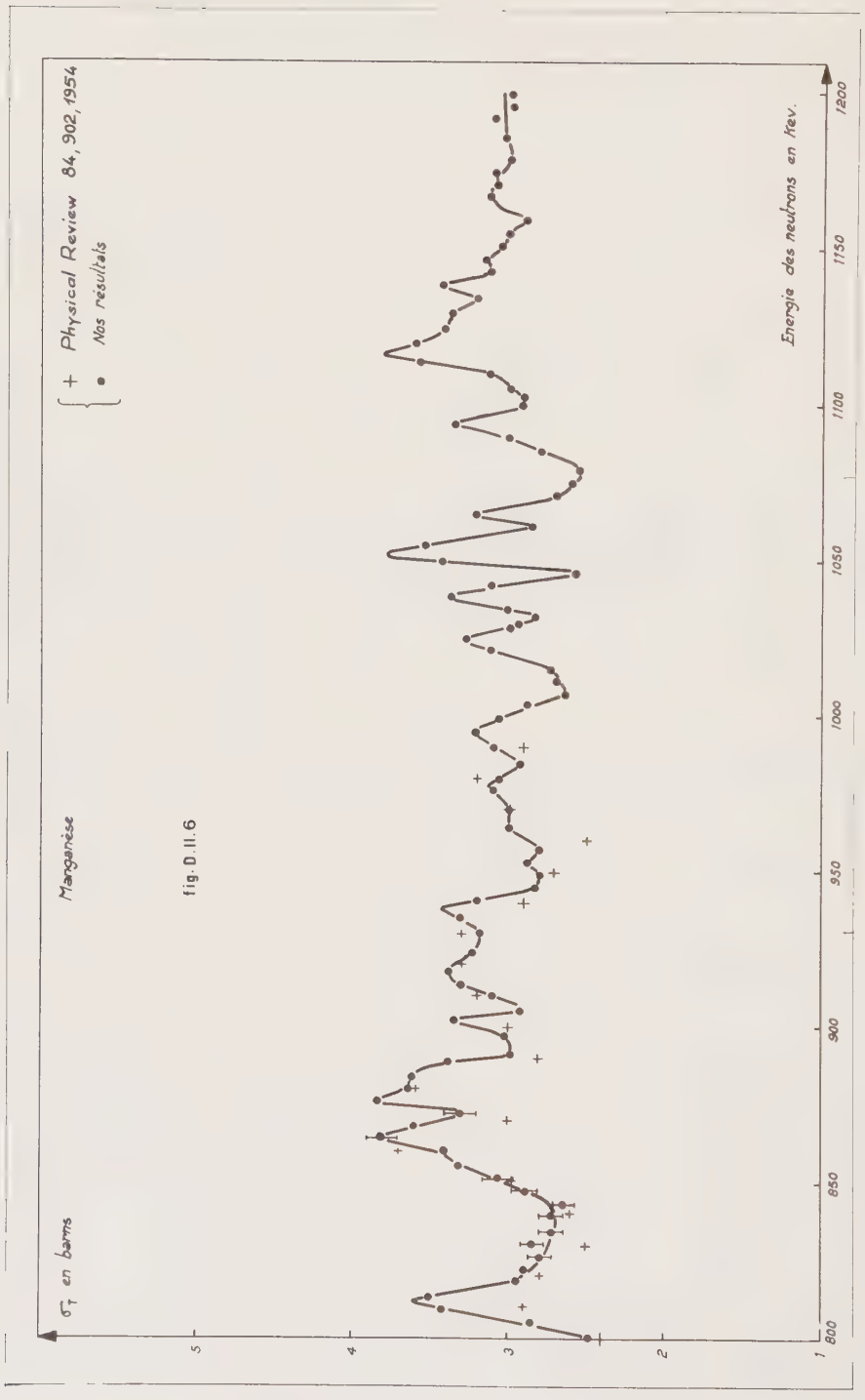

Manganèse
+ Physical Review 84, 902, 1954
• Nos résultats
σT en barns
Energie des neutrons en kev.
1 800
850
900
950
1000
1050
1100
1150
1200
2
3
4
5

fig. D. II. 6

f) Le Fer $^{56}_{26}Fe_{30}$ 91,68% (I = o +)

Nos mesures de sections efficaces totales neutroniques sur le Fer réalisées avec une très bonne résolution en énergie présentent entre 400 keV et 1200 keV des variations très importantes (référence D.II-8). Après avoir fait une moyenne de ces résultats pour des intervalles ΔE variant de 20 keV à 300 keV, on voit apparaître des maxima dans la section efficace ayant une largeur d'une centaine de keV et espacés d'environ 300 keV. Ce phénomène se conserve pour des intervalles ΔE compris entre 60 keV et 150 keV. Ceci nous a conduit à étudier la diffusion élastique des neutrons dans cette gamme d'énergie. Le travail a été possible grâce à l'amabilité du Professeur DECONNINCK de l'Université de LOUVAIN qui a bien voulu mettre à notre disposition le Van de Graaff 4 MeV pulsé. La méthode du temps de vol nous a permis de tracer deux courbes d'excitations à $\theta = 90°$ et $\theta = 55°$ valeurs qui annulent les polynômes de Legendre d'ordre 1 et 2, ainsi que trois distributions angulaires aux énergies de 685 keV, 755 keV et 845 keV. Tous ces résultats ont été obtenus avec une dispersion en énergie de 70 keV de façon à supprimer les variations fines mises en évidence dans notre première mesure. Les résultats ont été corrigés de l'absorption dans l'échantillon ainsi que des diffusions multiples. Une fois corrigés nous avons développé les distributions angulaires en séries de Ploynômes de Legendre.

Nous avons complété ces résultats en utilisant la même méthode sur le Van de Graaff 2 MeV de notre laboratoire, en mesurant trois courbes d'excitation aux angles de 54°, 109° et 20° annulant respectivement les Polynômes de Legendre d'ordre deux, quatre et six, dans un domaine d'énergie variant de 560 keV à 1060 keV, ainsi que trois distributions angulaires à 630, 770 et 970 keV. Tous ces résultats ont été obtenus avec une dispersion en énergie de 40 keV.

1) Dispositif expérimental pour l'étude de la diffusion élastique des neutrons sur le Fer

Nous décrivons dans ce chapitre le dispositif expérimental pour l'étude de la diffusion élastique des neutrons, car nos mesures n'ont été effectuées que sur le Fer.

Les neutrons sont obtenus par la réaction T $(p,n)^3$He. Les protons sont accélérés soit par un Van de Graaff 4 MeV à source pulsée, soit par un Van de Graaff 2 MeV sur lequel est monté un ensemble de plaques reliées à un modulateur qui permettent de dévier le faisceau à une fréquence déterminée et d'utiliser ainsi la méthode du temps de vol.

L'échantillon est constitué d'un cylindre de Fer (ARMCO) contenant 91,7% de Fer 56, de dimensions 40 mm de diamètre et 34 mm de haut, placé à une vingtaine de centimètres de la cible. La protection du faisceau venant directement de la cible est faite à l'aide de barreaux de lucite de 40 mm de diamètre, de longueur variable suivant les angles de détections.

Le détecteur de neutrons est identique à celui utilisé dans les mesures de sections efficaces totales. Nous avons utilisé deux moniteurs dans le cas des mesures effectuées à LOUVAIN. Le premier est un scintillateur LiF couplé à un photomultiplicateur, le second la mesure du courant (Figure D. II-7). Pour les mesures effectuées dans notre laboratoire le premier moniteur était remplacé par un long compteur MAC-KIBBEN.

2) Mesure absolue de la diffusion élastique - Corrections

Les résultats sont corrigés du bruit de fond en mesurant le taux de comptage sur le détecteur de neutrons, l'échantillon en dehors du flux. La connaissance des différents angles solides ainsi que la mesure du Flux à 0° nous ont permis d'obtenir nos résultats en valeur absolue.

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]_{labo} = \frac{n_1}{n_o} \cdot \frac{L^2\ D^2}{(L+D)^2} \frac{1}{N}$$

Le rapport $\frac{n_1}{n_o}$ est déterminé par l'expérience, n_1 représente le nombre de de neutrons diffusés sur le détecteur à un angle θ par l'échantillon (bruit de fond déduit), n_o représente le flux de neutrons mesuré par le détecteur à 0°, D est la distance entre l'axe de l'échantillon et le détecteur, L la distance cible axe de l'échantillon. N représente le nombre de noyaux dans l'échantillon.

Pour obtenir la section efficace différentielle dans le système du centre de masse nous multiplierons par le facteur de correction G.

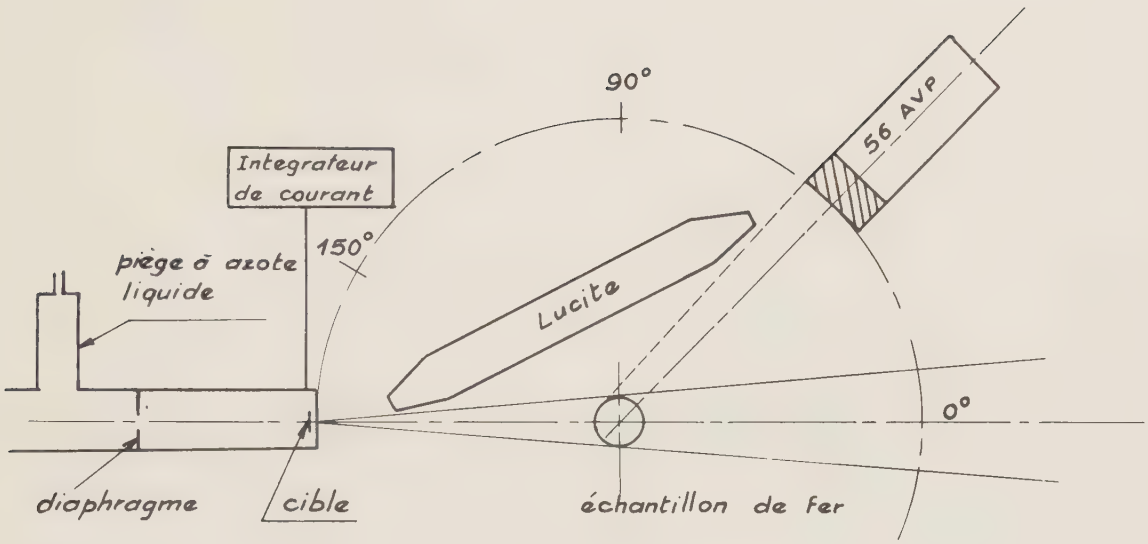
L'échantillon ayant des dimensions non négligeables, nous avons corrigé les résultats expérimentaux des erreurs systèmatiques dues à l'absorption et aux diffusions multiples dans l'échantillon. Pour effectuer cette correction nous avons utilisé la méthode de Monte Carlo. Soit un flux unité entrant dans l'échantillon dont le nombre de neutrons diffusés dans l'angle solide $\Delta\Omega$ à l'angle θo est :

$$\left\{ \Delta\Omega \iiint n\ dx\ dy\ dz \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(o)} (\theta o)\ e^{-(s_o+s_1)\sigma_t n} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{diffusion simple} \\ \text{avec absorption} \end{array} \right.$$

$$\left\{ +\Delta\Omega \iiint_V \iiint_{V_1} n\ dx\ dy\ dz \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(1)} (\theta)\ n\ d\ ds \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(2)} (\theta_1) e^{-(s_o+s+s_2)\sigma_t n} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{diffusion} \\ \text{double} \end{array} \right.$$

où n est le nombre de noyaux par unité de volume

σ_t la section efficace totale pour les neutrons des énergies considérées.



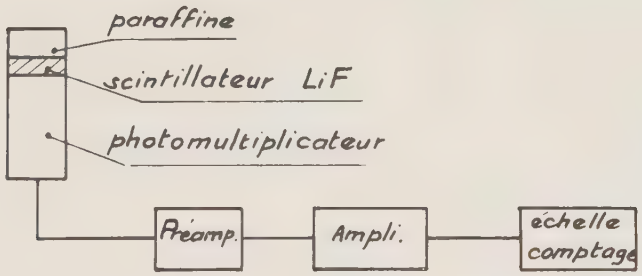


Figure D.II.7

_ Géométrie de l'expérience _

s_o le trajet d'un neutron dans la cible avant d'atteindre l'élément dx dy dz où il sera diffusé

s le trajet parcouru par un neutron qui subit une double diffusion entre ces deux diffusions.

s_2 le trajet d'un neutron doublement diffusé à l'intérieur de l'échantillon après la seconde diffusion

V le volume diffuseur

V_1 le volume du diffuseur traversé par le faisceau incident

$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(0)}$ la section efficace mesurée

$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(1)} \\ \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(2)} \end{array} \right.$ dans le cas de la diffusion double, les deux sections efficaces intermédiaires.

Le calcul du second terme (diffusion double) exige l'évaluation d'une intégrale sextuple, évaluation pouvant être faite par la méthode de Monte Carlo, qui consiste à calculer par un procédé statistique la moyenne de l'expression et à en tirer l'intégrale.

En ce qui nous concerne l'échantillon était de forme cylindrique et son axe perpendiculaire au plan de diffusion suivant la figure D. II-9. Les axes de coordonnées ont pour origine le centre o de la base inférieure du cylindre, oz est l'axe du cylindre, oy est dirigé dans le sens du faisceau incident. Celui-ci est supposé avoir une section rectangulaire suivant x o z. Le trajet K A P est celui d'un neutron simplement diffusé. Le trajet K A B Q est celui d'un neutron doublement diffusé.

Les erreurs expérimentales sont de l'ordre de 5 à 6%.

3) Présentation des résultats expérimentaux (σ_t et $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ élastique)

Les figures D. II-10 et D. II-11 présentent, la première les résultats de section efficace totale neutronique du Fer entre 400 keV et 1200 keV, la seconde ces mêmes résultats moyennés avec des intervalles Δ E compris entre 20 keV et 300 keV, On constate sur ces derniers, un maximum très marqué entre 650 keV et 950 keV qui se conserve pour des Δ E variant entre 60 keV et 200 keV, L'amplitude atteint 2 barns pour Δ E = 60 keV (l'amplitude varie suivant Δ E lorsque Δ E n'est pas petit devant la largeur de la résonance, ce qui est le cas ici. Les résultats pour le Fer 56 ressemblent énormément à ceux du Vanadium 51 montrant une structure intermédiaire entre le noyau composé

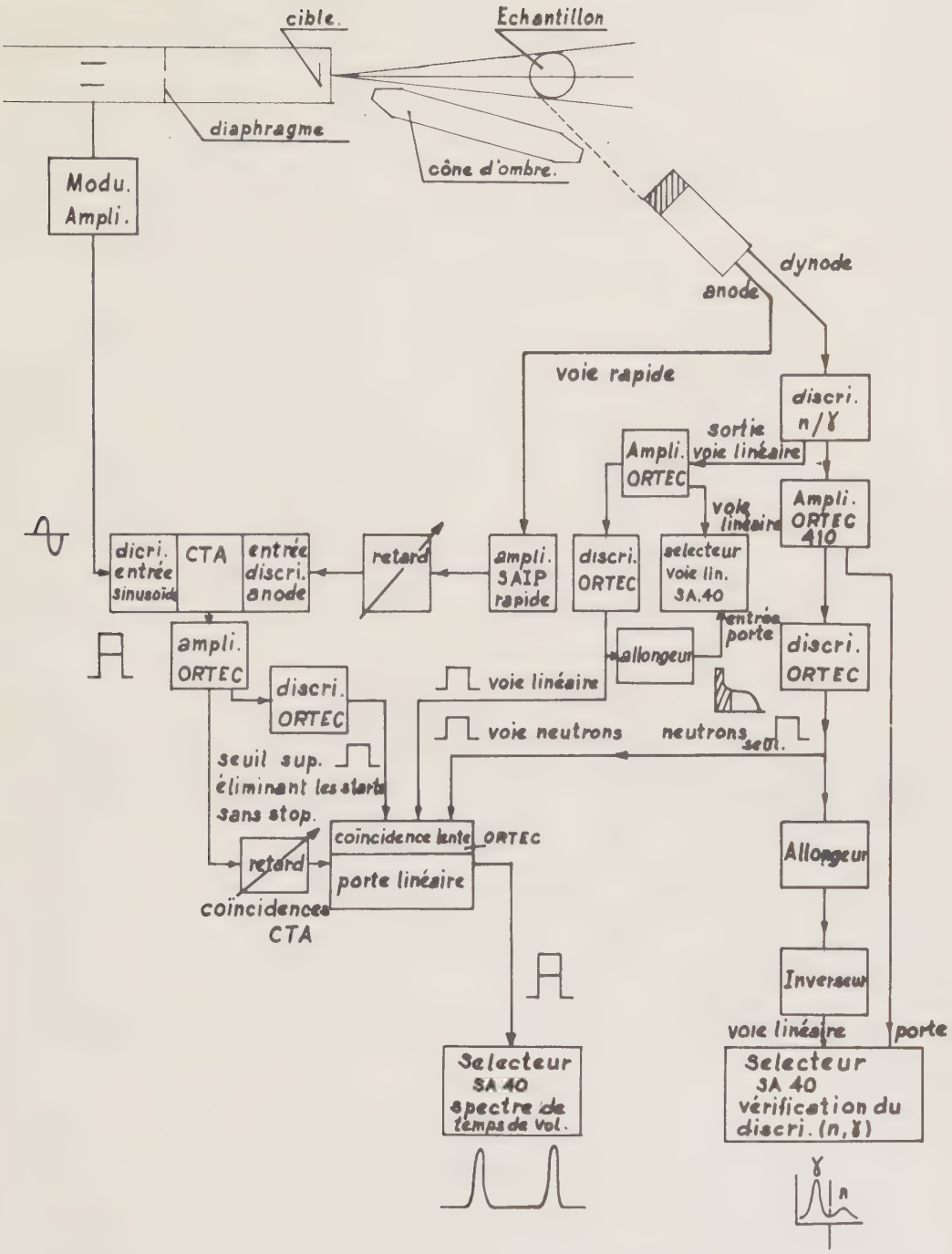


Figure DII.8

_ Schéma électronique.

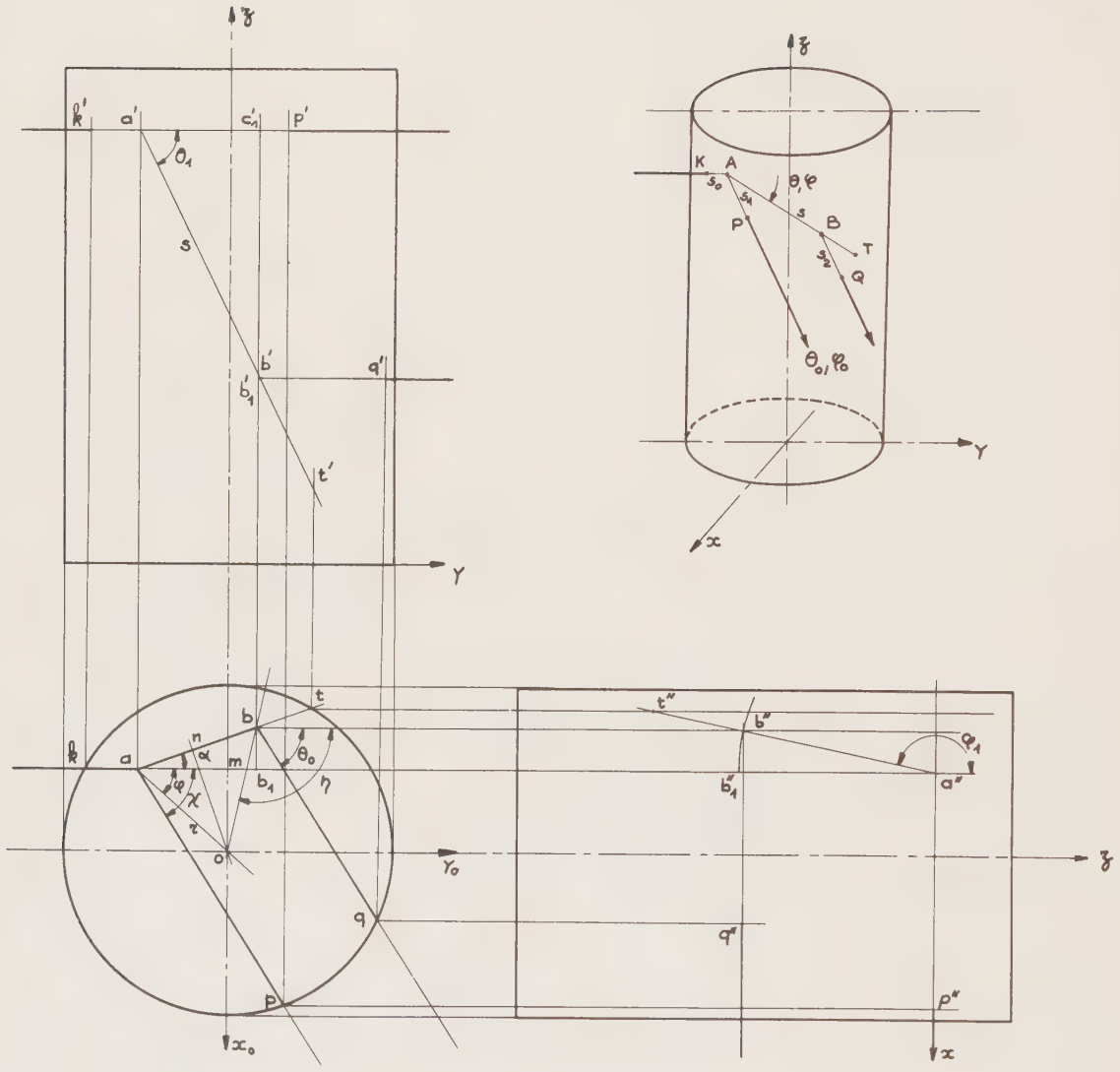

z
k'
a'
c'1
p'
θ1
s
b'
b'1
q'
t'
Y
K
A
s0
s1
s
B
T
s2
Q
P
θ, φ
θ0, φ0
Y
x
t
b
n
α
m
θ0
φ
χ
z
o
a
k
b1
η
Y0
q
p
x0
t''
b''
φ1
a''
b''1
q''
p''
x

fig. D.II.9.

et le modèle optique. La présence d'un état intermédiaire lié à cette structure pourrait en principe être vérifiée par l'utilisation des relations des références D. II-2 et D. II-3. Ceci n'est cependant pas possible du fait que les pics de structure fine ne peuvent être séparés. Cependant la présence d'un état intermédiaire devrait influencer les mesures de diffusion élastique différentielles.

Pour cela, nous avons mesuré dans une première série d'expériences, deux courbes d'excitation à 90° et 54° (angles où s'annulent les polynômes de Legendre d'ordre impair et 2 respectivement) avec une dispersion en énergie de 70 keV de manière à recouvrir plusieurs pics de structure fine.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure D. II-12. Ils font apparaître un maximum aux environs de 770 keV, soit à la même énergie que le maximum de la section efficace totale.

Dans une seconde série d'expériences, nous avons mesuré trois courbes d'excitation à 54° ; 109° et 20° (qui annulent respectivement les plynômes de Legendre d'ordre deux quatre et six) entre 560 keV et 1060 keV avec une dispersion en énergie de 40 keV. Nous présentons les résultats sur la figure D. II-13. Les maximums observés se situent aux environs de 770 keV, mais leur emplacement varie avec l'angle, ce qui peut s'expliquer par des effets d'interférence entre les ondes de moments angulaires différents.

Six distributions angulaires ont été mesurées pour la diffusion élastique avec une dispersion en énergie de 70 keV pour des neutrons d'énergie 685, 755 et 845 keV (figure D. II-14 et D. II-15) et avec une dispersion en énergie de 40 keV pour des neutrons de 630, 770 et 970 keV (figure D. II-16 et D. II-17) correspondant respectivement à des énergies situées avant, sur et après le maximum. Tous ces résultats sont reportés sur les tableaux D. II-1 et D. II-2. Ils sont corrigés des effets d'absorption et de diffusion multiple dans l'échantillon, par une méthode de Monte-Carlo.

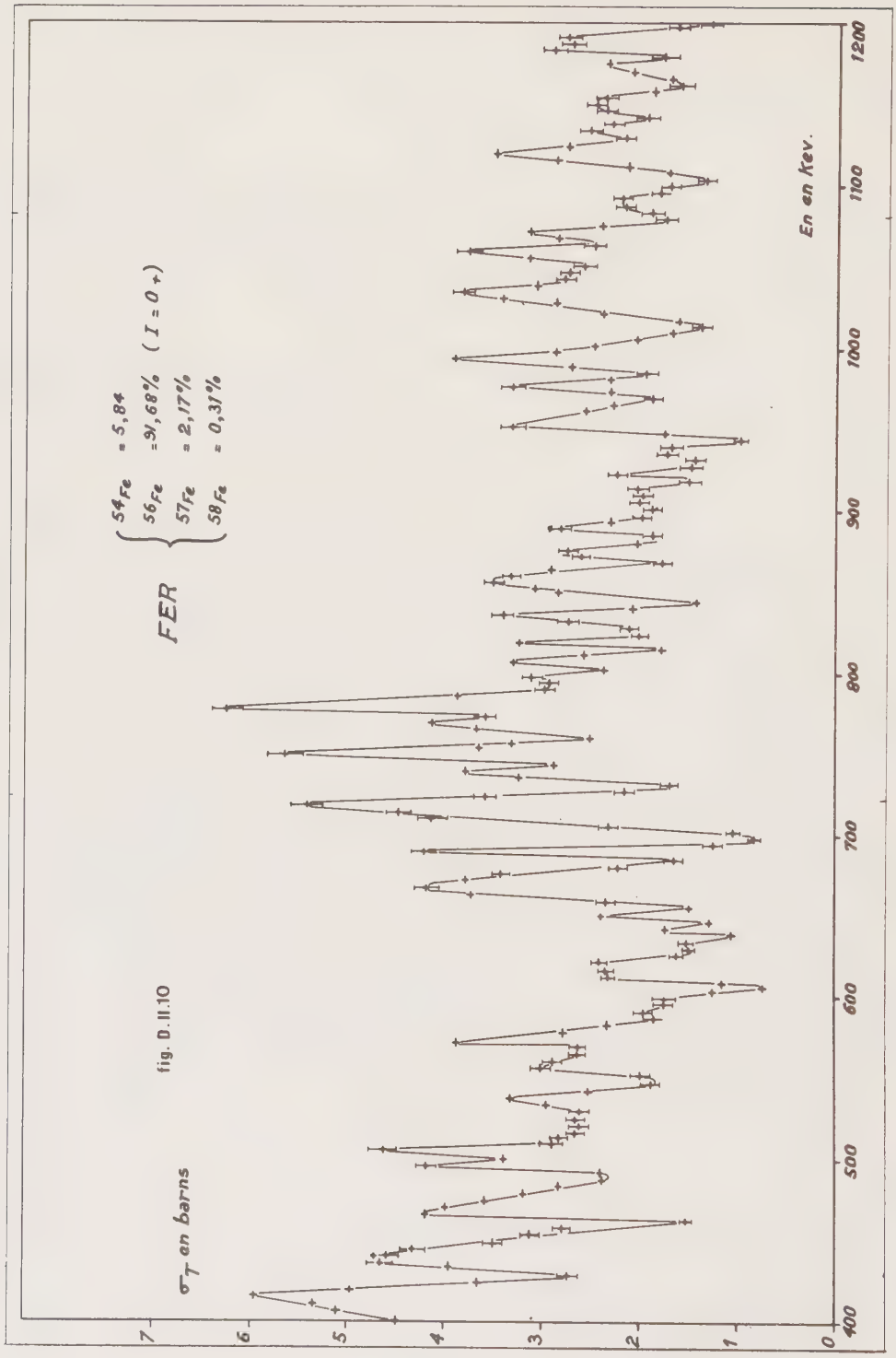

FER
54Fe = 5,84
56Fe = 91,68% (I = 0 +)
57Fe = 2,17%
58Fe = 0,31%
σT en barns
En en kev.
0
1
2
3
4
5
6
7
400
500
600
700
800
900
1000
1100
1200

fig. D.II.10

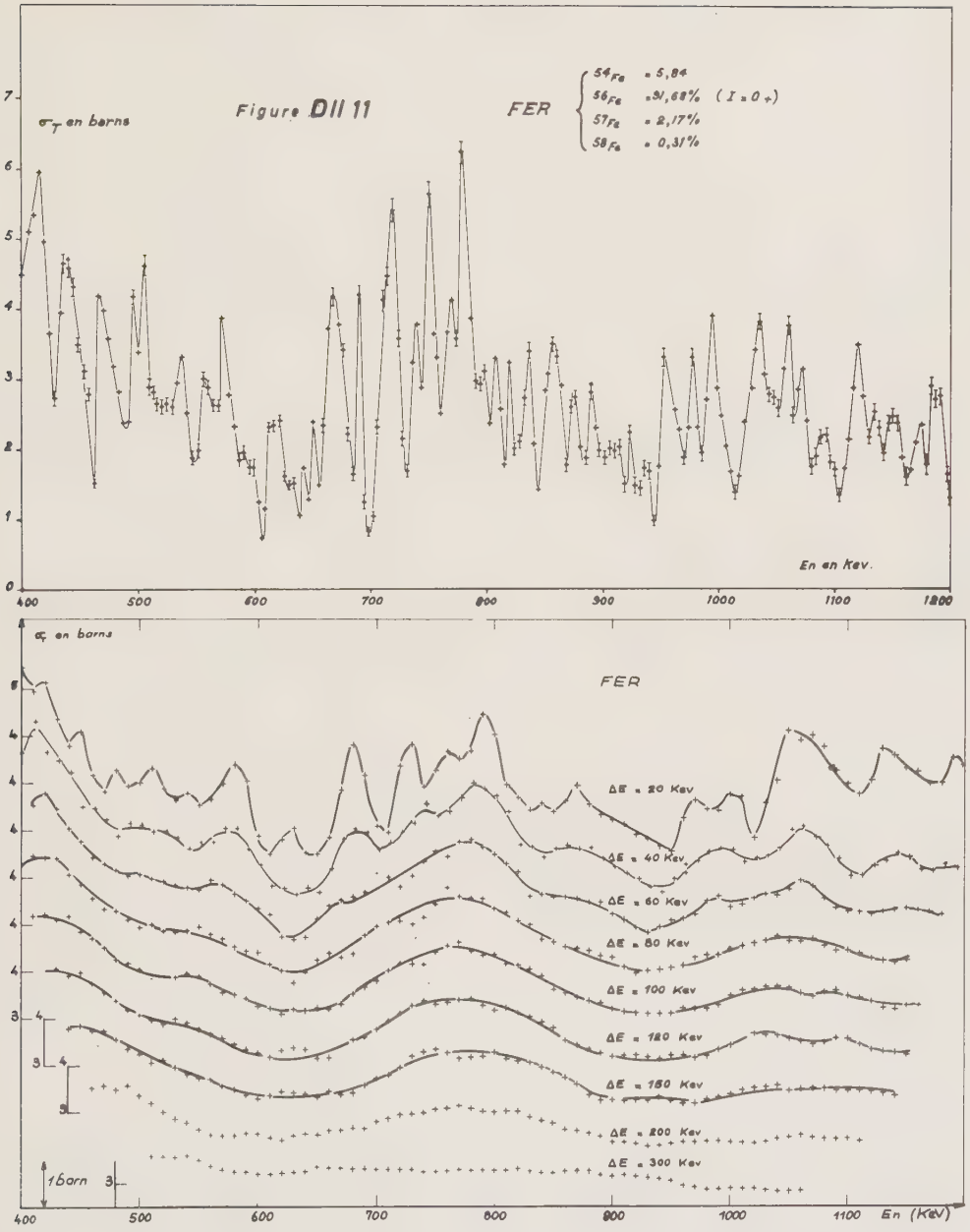


Figure DII 11
FER
^{54}Fe = 5,84
^{56}Fe = 91,68% (I = 0+)
^{57}Fe = 2,17%
^{58}Fe = 0,31%
σ_T en barns
En en Kev.
FER
ΔE = 20 Kev
ΔE = 40 Kev
ΔE = 60 Kev
ΔE = 80 Kev
ΔE = 100 Kev
ΔE = 120 Kev
ΔE = 150 Kev
ΔE = 200 Kev
ΔE = 300 Kev
1 barn
En (KeV)

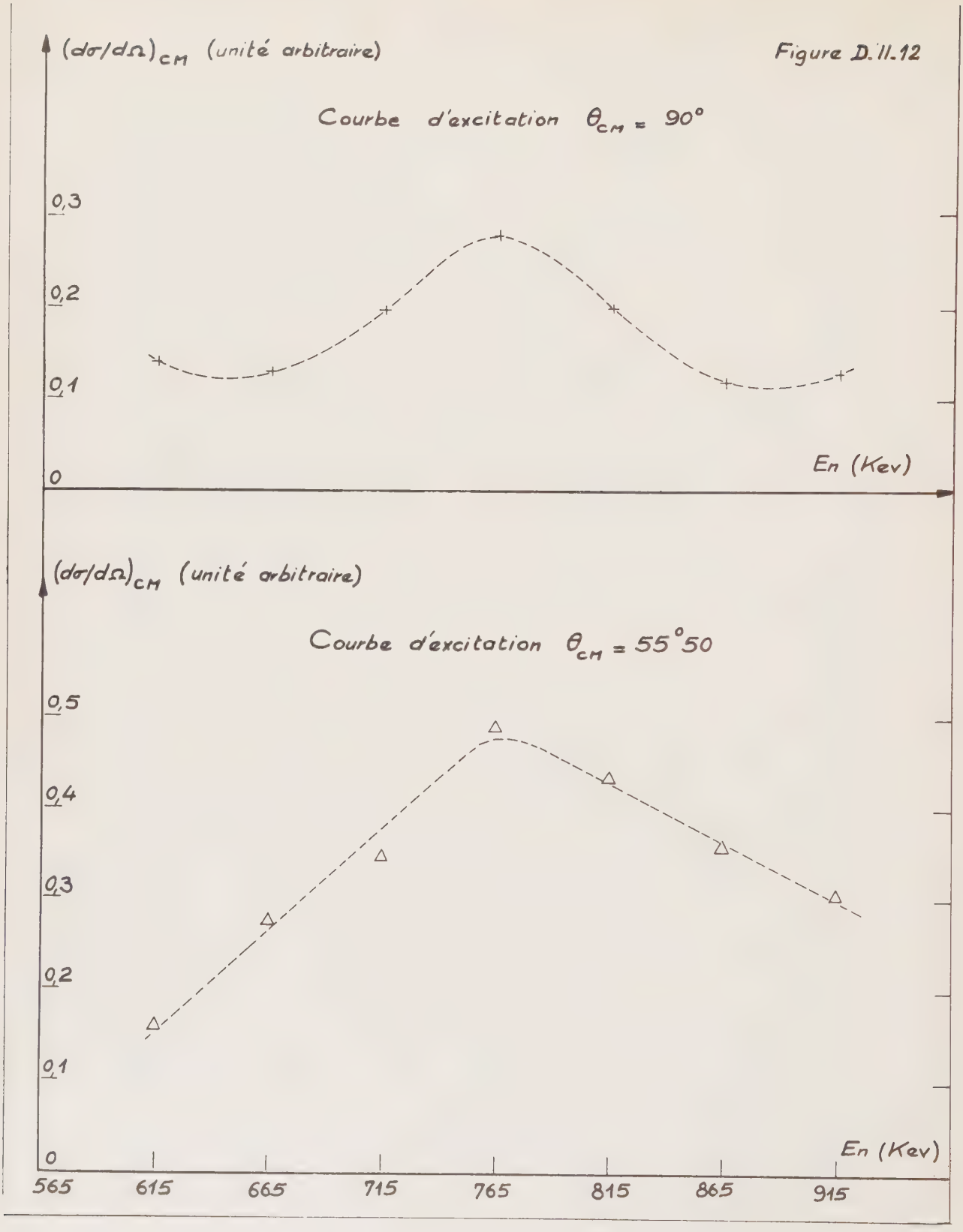
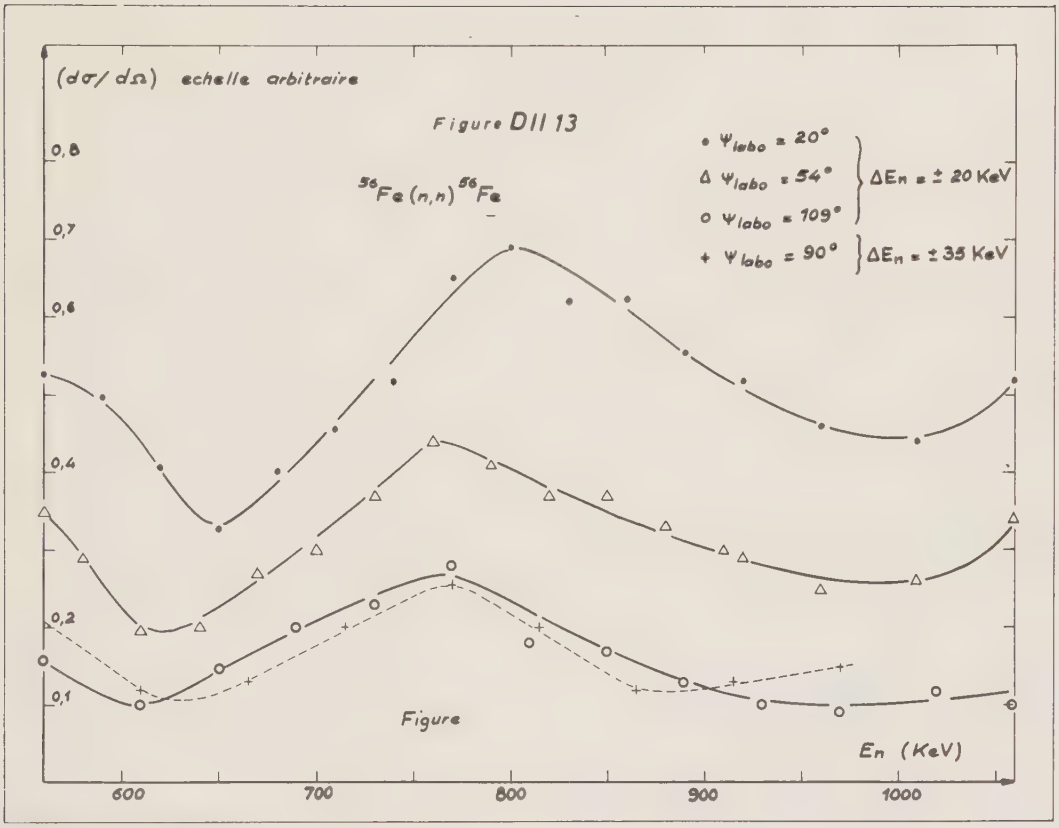
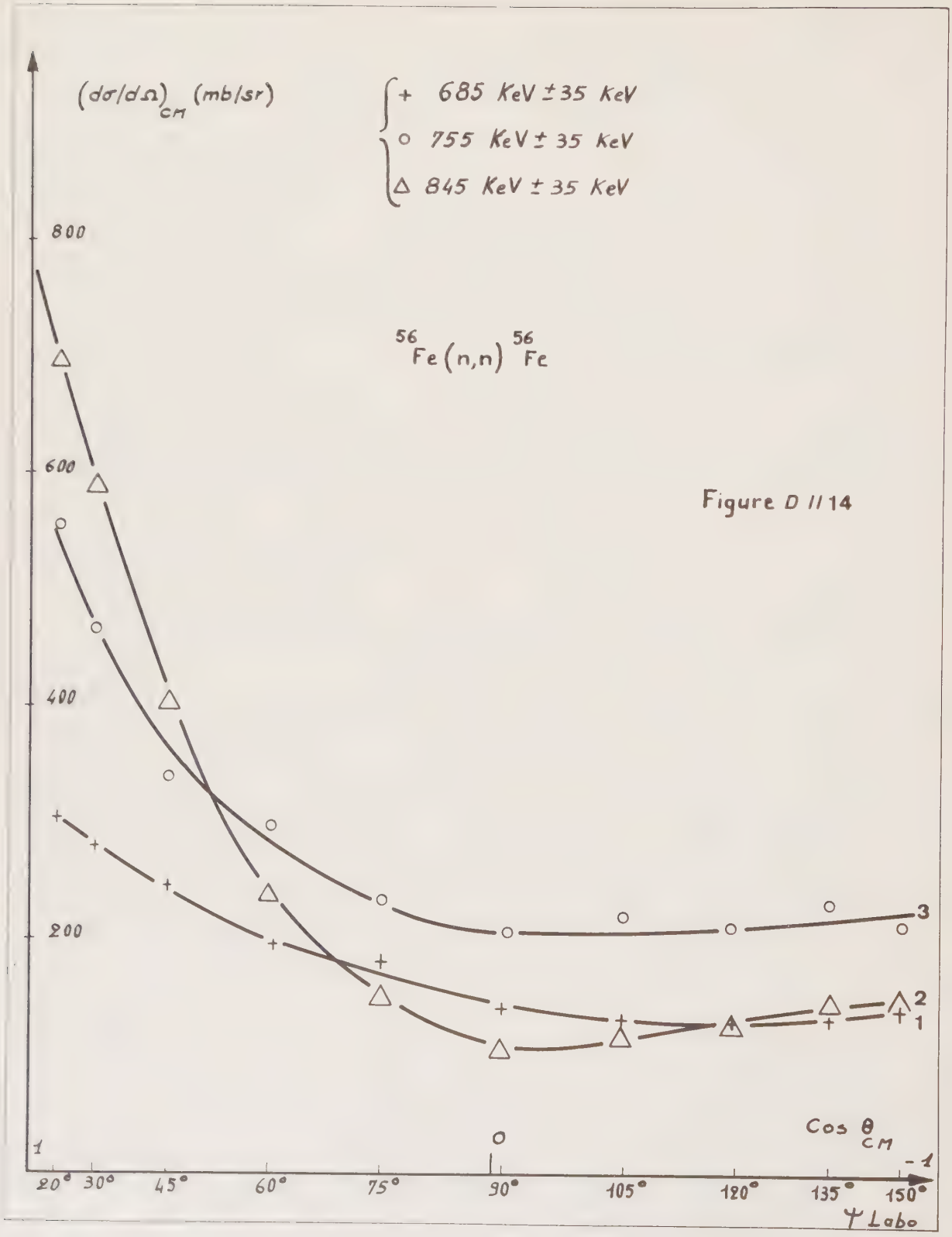
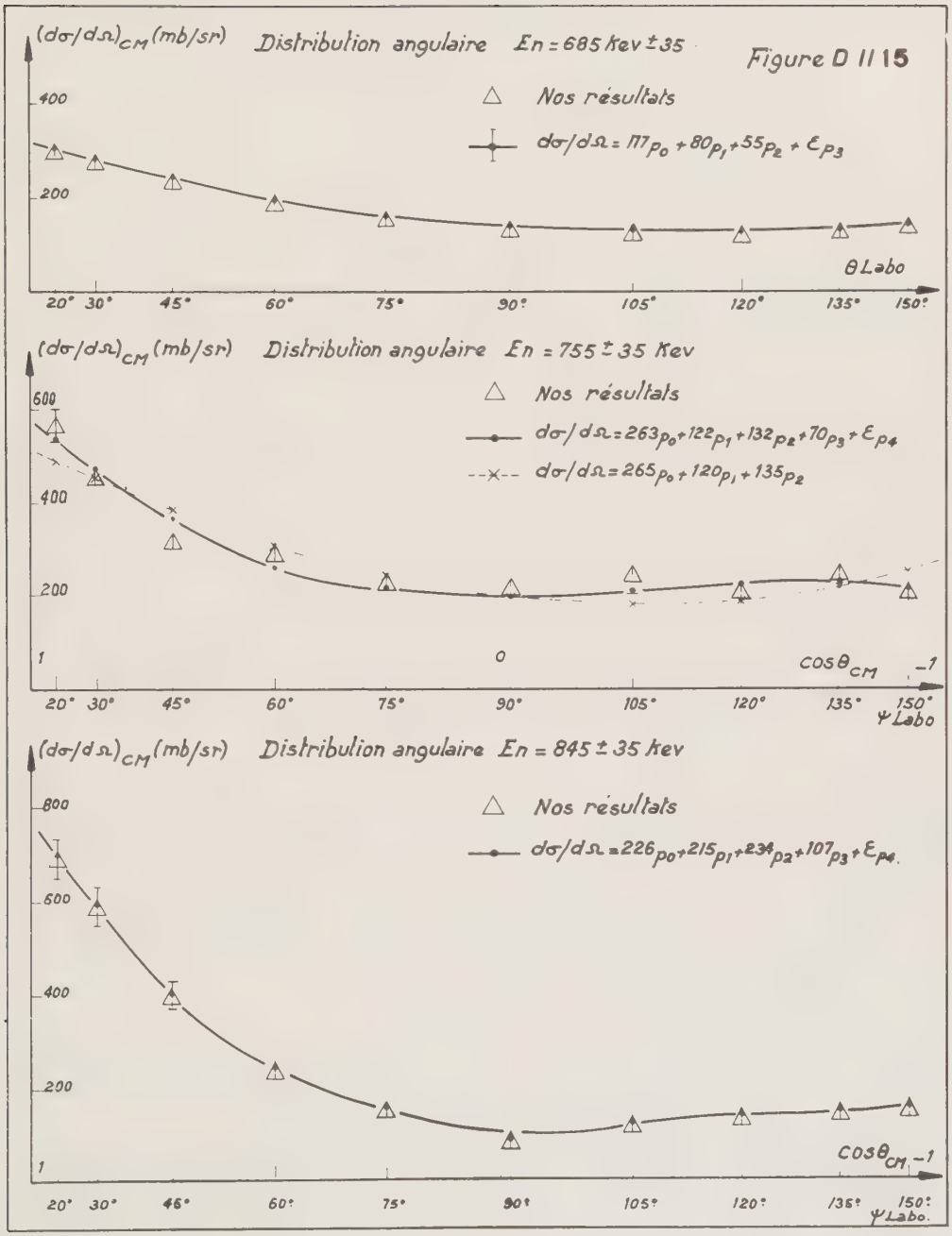
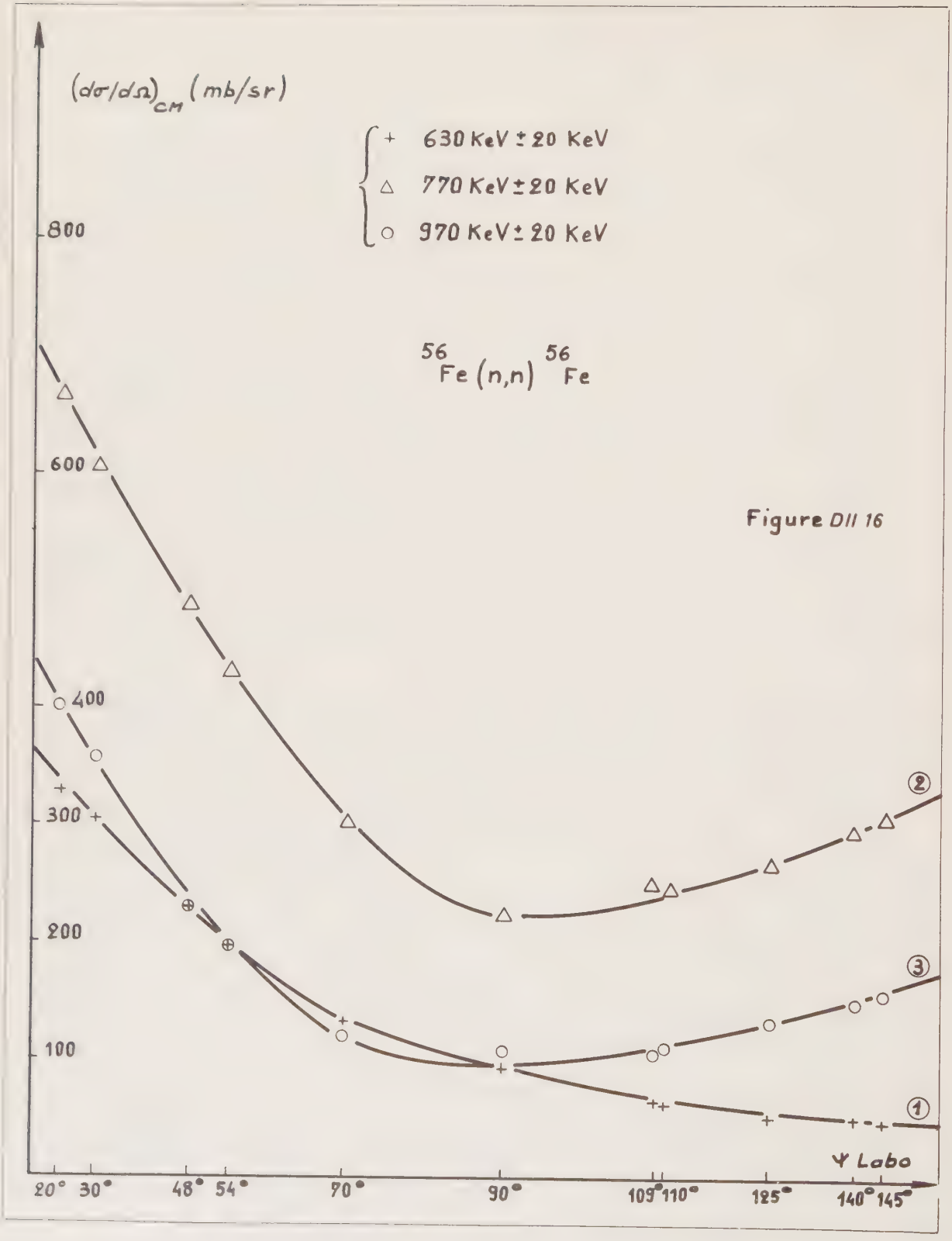


Figure D.II.12


(dσ/dΩ) echelle arbitraire
Figure DII 13
$^{56}Fe(n,n)^{56}Fe$
• Ψ_{labo} = 20°
Δ Ψ_{labo} = 54°
o Ψ_{labo} = 109°
} ΔEn = ± 20 KeV
+ Ψ_{labo} = 90°
} ΔEn = ± 35 KeV
0,8
0,7
0,6
0,4
0,2
0,1
Figure
En (KeV)
600
700
800
900
1000


(dσ/dΩ)CM (mb/sr)
+ 685 KeV ± 35 KeV
○ 755 KeV ± 35 KeV
△ 845 KeV ± 35 KeV
800
600
400
200
56Fe(n,n)56Fe
Figure D II 14
3
2
1
Cos θCM
1
0
-1
20° 30° 45° 60° 75° 90° 105° 120° 135° 150°
ΨLabo


(dσ/dΩ)CM (mb/sr) Distribution angulaire En = 685 Kev ± 35
Figure D II 15
Nos résultats
dσ/dΩ = 117 P0 + 80 P1 + 55 P2 + εP3
400
200
θ Labo
20° 30° 45° 60° 75° 90° 105° 120° 135° 150°
(dσ/dΩ)CM (mb/sr) Distribution angulaire En = 755 ± 35 Kev
Nos résultats
dσ/dΩ = 263 P0 + 122 P1 + 132 P2 + 70 P3 + εP4
dσ/dΩ = 265 P0 + 120 P1 + 135 P2
600
400
200
1
0
cos θCM
-1
20° 30° 45° 60° 75° 90° 105° 120° 135° 150°
ψ Labo
(dσ/dΩ)CM (mb/sr) Distribution angulaire En = 845 ± 35 Kev
Nos résultats
dσ/dΩ = 226 P0 + 215 P1 + 234 P2 + 107 P3 + εP4.
800
600
400
200
1
cos θCM
-1
20° 30° 45° 60° 75° 90° 105° 120° 135° 150°
ψ Labo.


(dσ/dΩ)CM (mb/sr)
+ 630 KeV ± 20 KeV
△ 770 KeV ± 20 KeV
○ 970 KeV ± 20 KeV
800
600
400
300
200
100
56 Fe (n,n) 56 Fe
Figure DII 16
②
③
①
Ψ Labo
20° 30° 48° 54° 70° 90° 109° 110° 125° 140° 145°

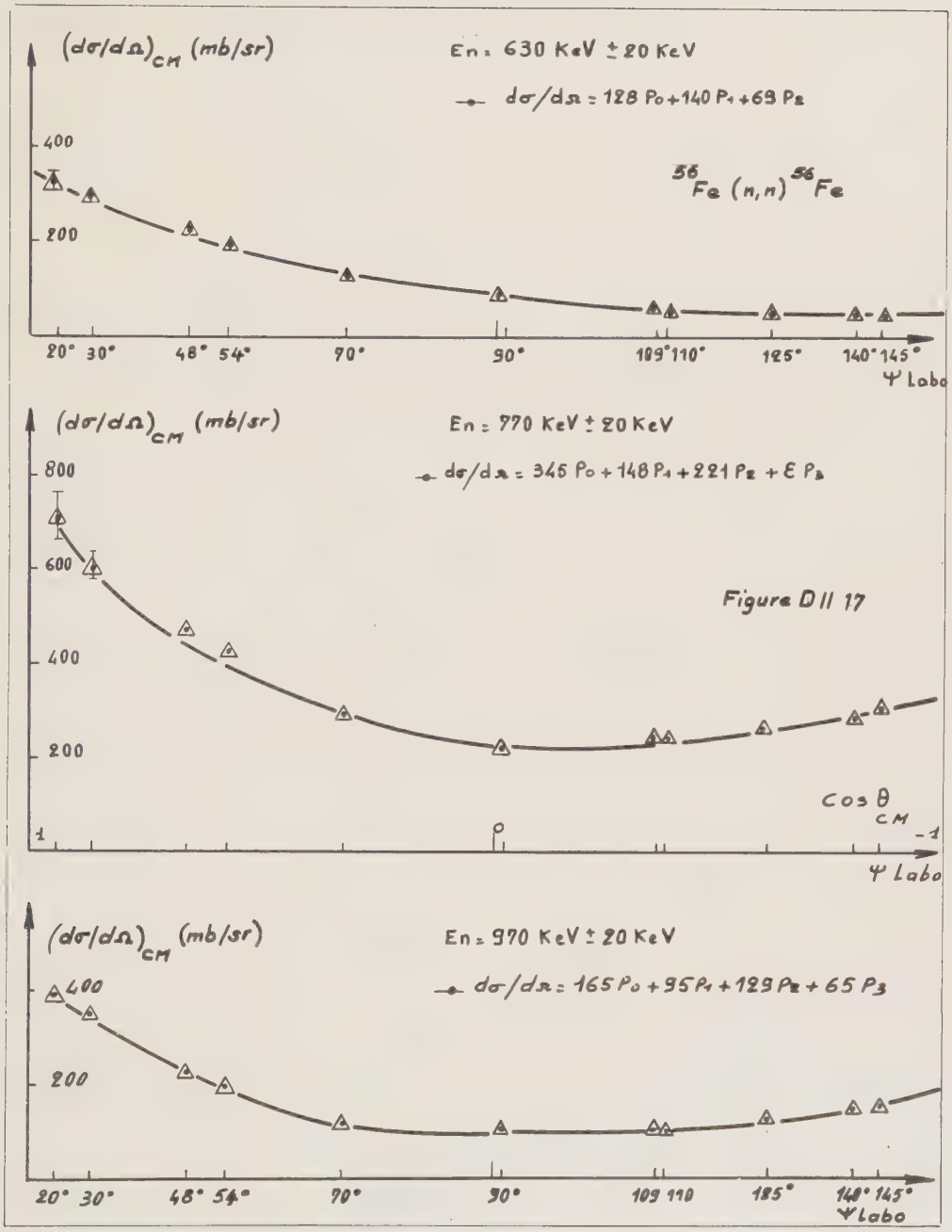


Figure D II 17

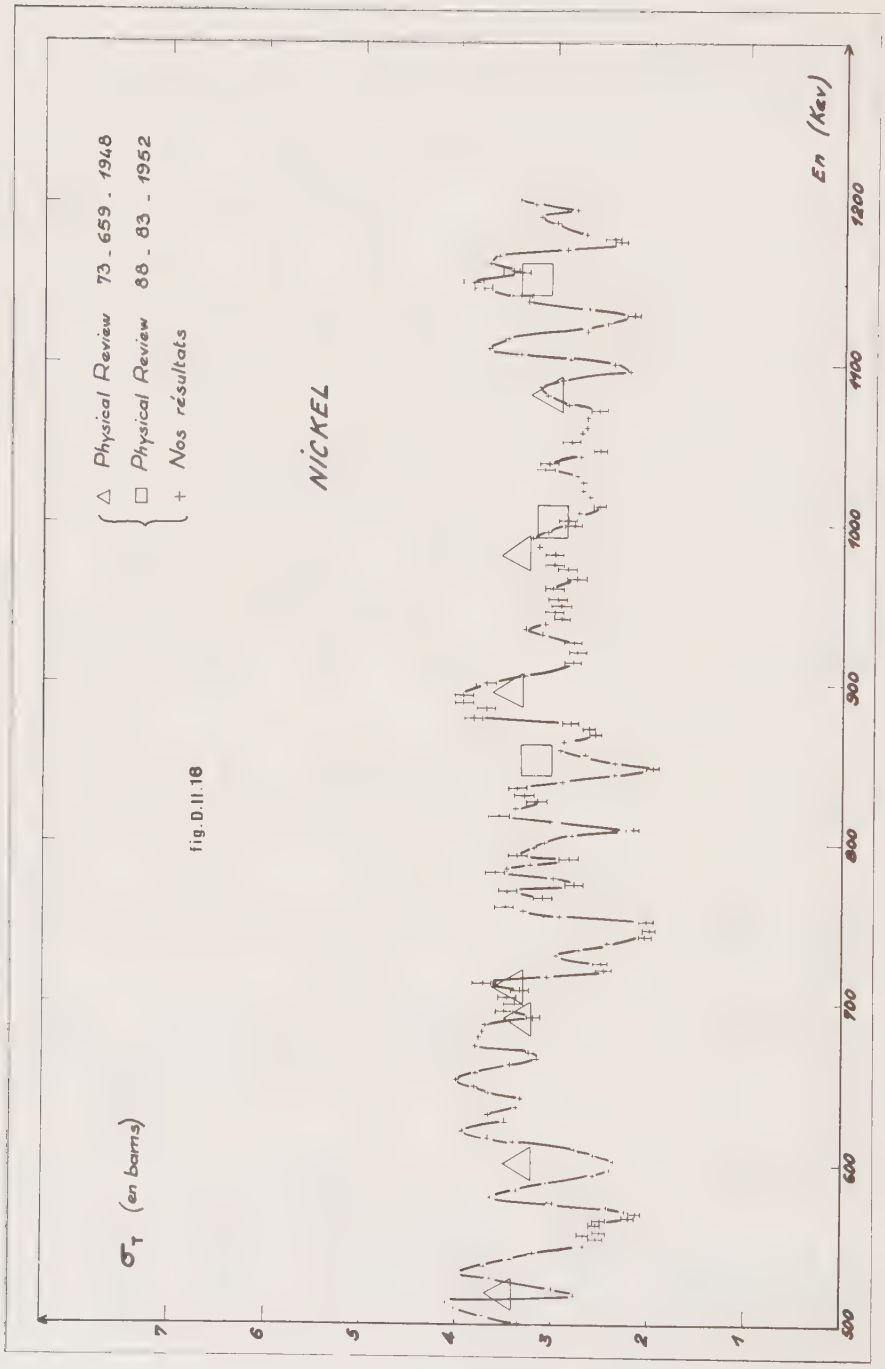

NICKEL
△ Physical Review 73 - 659 - 1948
□ Physical Review 88 - 83 - 1952
+ Nos résultats
σ_T (en barns)
En (Kev)
7
6
5
4
3
2
1
500
600
700
800
900
1000
1100
1200

fig. D.II.18

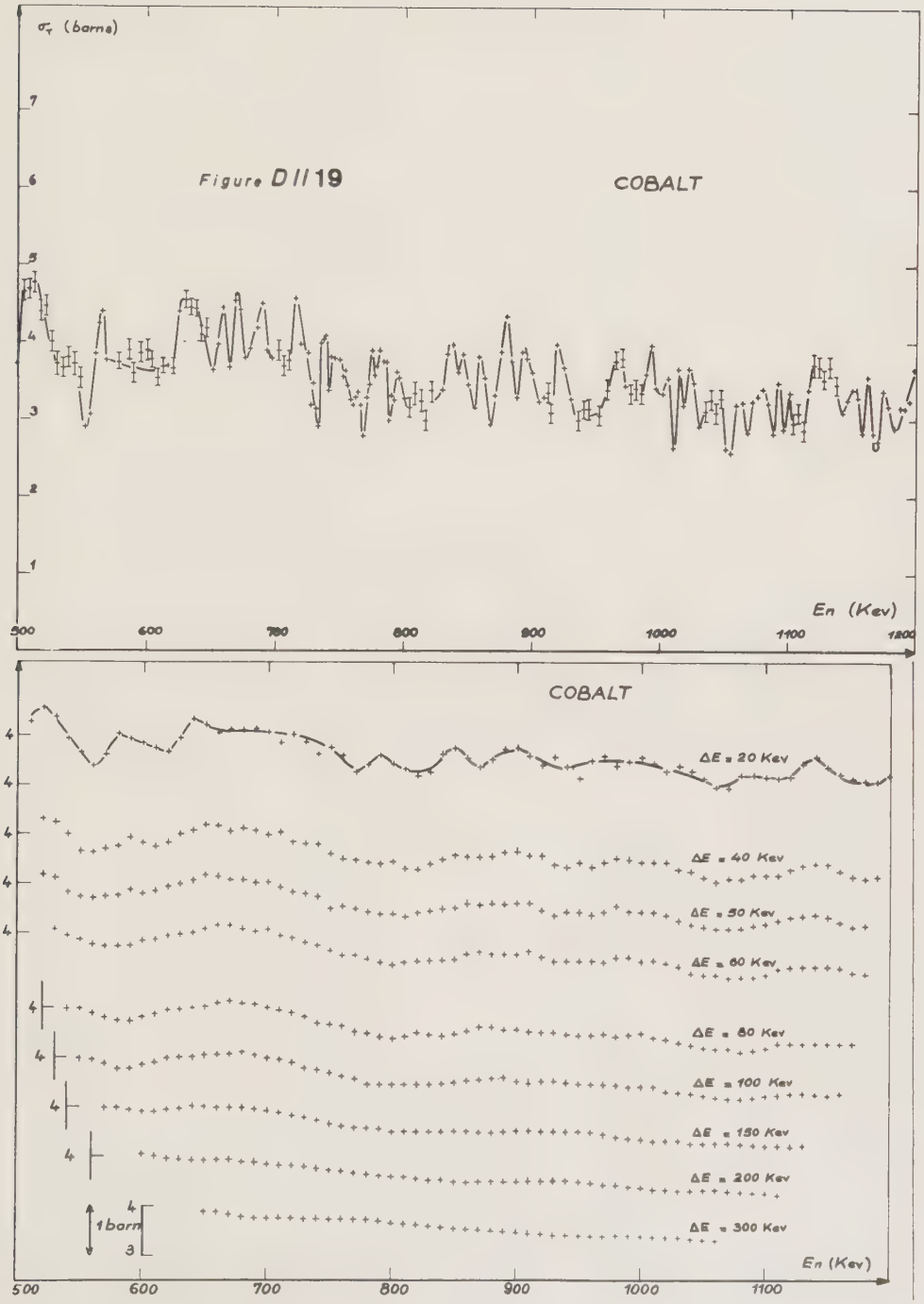

σ_T (barns)
Figure D II 19
COBALT
En (Kev)
COBALT
ΔE = 20 Kev
ΔE = 40 Kev
ΔE = 50 Kev
ΔE = 60 Kev
ΔE = 80 Kev
ΔE = 100 Kev
ΔE = 150 Kev
ΔE = 200 Kev
ΔE = 300 Kev
1 barn
En (Kev)

TABLEAU D. II-1

Résultats des distributions angulaires. Les Sections efficaces sont exprimées en millibarn/stéradian.

		E_n = 685 keV ± 35 keV	E_n = 755 keV ± 35 keV	E_n = 845 keV ± 35 keV
ψ_{labo}	θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
20°	20°30	304,4	552	696,4
30°	30°50	280,9	463,5	590,1
45	45°70	246,5	335,9	404,6
60°	61°	196,2	295,2	241,4
75°	76°	162,4	231,7	154,8
90°	91°	140,5	204,8	107,5
105°	106°	134,3	221,1	121,1
120°	121°	131,2	212,3	132,4
135°	135°70	134,4	229,6	147
150°	150°50	140,2	213,6	151,7

TABLEAU D. II-2

Résultats des distributions angulaires. Les sections efficaces sont exprimées en millibarn/stéradian.

		E_n = 630 keV ± 20 keV	E_n = 770 keV ± 20 keV	E_n = 970 keV ± 20 keV
θ labo	θ CM	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
20°	20°30	329,40	669,6	400,4
30°	30°50	304,8	608	357,1
48°	48°75	229,3	491,2	231
54°	54°80	196,4	432,3	196,2
70°	70°97	131,7	301,2	119,6
90°	91°	94,6	225,3	108,9
109°	110°	69,1	253,9	109,9
110°	110°97	63,8	248	113,7
125°	125°83	54,3	267,4	135
140°	140°68	57,2	296	153,8
145°	145°58	50,9	307,3	157,8

g) Le Nickel

L'échantillon de Nickel n'est pas isotopiquement pur. Il contient 67,76% de ^{58}Ni et 26,16% de ^{60}Ni. La section efficace totale a été mesurée par H. B. BARSCHALL C. K. BOCKELMAN et L. W. SEAGONDOLLAR en 1948 (référence D. II-14) avec une dispersion moyenne en énergie de 20 keV. En 1952 nous avons les résultats de D. W. MILLER ; R. K. ADAIR ; C. K BOCKELMAN et S. E. DARDEN (référence D. II-12). Nous avons repris ces mesures entre 500 keV et 1200 keV avec une résolution en énergie de l'ordre de 3 keV (référence D. II-13) que nous présentons sur la figure D. II-18).

Nos résultats sont en parfait accord avec ceux de SMITH où nos deux courbes sont comparées dans le BNL 325 de Février 1966. Les moyennes de la section efficace ne figurent pas sur notre figure car elles ne possèdent aucune bosse ceci peut s'expliquer par la composition de l'échantillon qui contient deux isotopes.
On ne discutera pas ce corps dans la suite.

h) Le Cobalt $^{59}_{27}Co_{32}$ ($I = \frac{7}{2}$ -)

le cobalt 59 est un noyau pair-impair (N = 32 ; Z = 27) de spin 7/2. La section efficace totale neutronique a été mesurée par STUBBINS (référence D. II-6) dans les mêmes conditions que celle du Manganèse. Nous avons repris les mesures entre 450 keV et 1200 keV (référence D. II-14). Les résultats sont présentés sur la figure D. II-19. Ils font apparaître de nombreuses fluctuations avec des pics très rapprochés qui ne permettent pas de déterminer les caractèristiques des résonances.

Les courbes de σ_T moyennées, pour des intervalles Δ E compris entre 20 et 300 keV ne montrent qu'un maximum de faible amplitude (environ 0,5 barn ce qui représente 15 à 20% de la section efficace totale mesurée) à une énergie de 650 keV.

D. II-2 Discussion

Les noyaux que nous avons étudiés dans cette seconde partie excepté le Fluor et l'Aluminium ont une configuration voisine. En protons la couche f $^7/2$ n'est pas compléte, en neutrons elle est fermée pour le Vanadium 51 et le Chrome 52, tandis que la couche 2 d $^5/2$ est plus ou moins remplie pour le Manganèse, le Fer et le Cobalt.

L'énergie d'excitation dans les noyaux composés pour des neutrons de 1 MeV est de 8,28 MeV pour $^{51}V + n$; 8,92 MeV pour $^{52}Cr + n$; 8,25 MeV pour $^{55}Fe + n$ et 8,48 MeV pour $^{59}Co + n$.

La structure fine observée a des caractéristiques assez semblables d'un noyau à l'autre, à l'exception du Chrome. En général les pics sont très rapprochés et ont une largeur inférieure à 10 keV en bon accord avec les largeurs calculées par CORTI et al (référence D. II-15) d'après le modèle statistique du noyau composé.

Les résultats varient davantage en ce qui concerne la présence d'une structure intermédiaire. On observe des maxima très marqués dans le Vanadium et le Fer où en particulier les courbes d'excitation de la diffusion élastique présentent la même structure. Il en existe un moins marqué dans le Cobalt, mais rien de régulier dans le Chrome et le Manganèse.

L'interprétation des maximums observés dans le Vanadium et le Fer n'est pas évidente. En particulier si ces résonances sont attribuées à des états porte (états 2 particules - 1 trou) nous pourrions espérer les retrouver dans le Manganèse et le Chrome (même configuration neutron) tandis qu'on ne les observe pas.

On remarquera que trois pics dans le Chrome sont dus à des résonances du noyau composé (de spins) différents ce qui peut expliquer l'absence d'une structure intermédiaire à cette énergie.

Le point essentiel est que dans le Fer et le Vanadium il existe des "bosses" qui conservent leurs caractéristiques après avoir effectué des moyennes à l'aide de différents Δ E. En particulier les larges structures à 750 keV dans le Fer, à 650 keV et 950 keV dans le Vanadium, présentées dans les fonctions d'excitation non moyennées, se conservant en largeur et en amplitude pour des moyennes en énergie de 100 keV, tandis que tous les pics de structure fine ont disparus.

L'application de la relation (D. II-1) permet en principe de déterminer certaines caractéristiques d'un état intermédiaire. Mais deux paramètres sont à déterminer simultanément : le spin J et le rapport $\frac{\Gamma\uparrow}{\Gamma\uparrow + \Gamma\downarrow}$; ce qui n'est pas possible dans notre cas. Cependant nous avons essayé de déterminer grossièrement le rapport $\frac{\Gamma\uparrow}{\Gamma\uparrow + \Gamma\downarrow}$ en considérant que pour des neutrons de 1 MeV seules les ondes s et p contribuent à la section efficace. La section efficace potentielle n'étant pas comprise dans la relation D. II-1 nous avons substitué $\Delta\sigma_T$ la différence entre la valeur maximum de la section efficace et la valeur minimum de la section efficace moyenne. Pour le Fer (I = o) la valeur de $\frac{\Gamma\uparrow}{3\Gamma\uparrow + \Gamma\downarrow}$ estimée est de l'ordre de 0,3 à 0,4 pour l = 0, 1 ; J = $\frac{1}{2}$ et la moitié pour l = 1 ; J = $\frac{3}{2}$. Pour le Vanadium (I = $\frac{7}{2}$) les valeurs estimées du rapport sont 0,7 pour l = 0, 1 ; J = 3 et 0,5 pour l = 1 ; J = 4. Ceci nous montre que les valeurs de $\Gamma\downarrow$ sont loin d'être négligeables. Nous obtenons pour le rapport $\frac{\langle\Gamma\rangle}{\langle D\rangle} \approx$ 0, 15 valeur qui paraît raisonnable dans cette région d'excitation du noyau composé.

Les distributions angulaires de la diffusion élastique des neutrons par le Fer sont plutôt piquées vers l'avant. A ces énergies, la section efficace de capture est négligeable, le premier état excité étant à 845 keV, la section efficace inélastique est aussi négligeable. Comme nous l'avons mentionné, la section efficace totale est composée essentiellement de diffusions élastiques. L'importance de la section efficace totale est composée essentiellement de diffusion potentielle.

Cependant on remarquera, en comparant les distributions angulaires des figures D. II-14 et D. II-16 avec les courbes d'excitation de la figure D. II-13 qu'une partie de la section efficace vers l'avant dans la distribution angulaire à 845 keV provient du déphasage en position du maximum pour les différents angles. Ainsi les maximums (ou minimums) dans les courbes d'excitation à angle déterminé ne correspondront pas en général aux maximums (ou minimums) à un angle différent, ce qui conduit à des déformations dans la forme des distributions angulaires. Comme nous l'avons expliqué auparavant, le déphasage dans la position des maximums et des minimums est lié aux phénomènes d'interférences entre ondes partielles différentes. En conséquence pour déterminer les caractéristiques d'un niveau intermédiaire à partir de distributions angulaires, une analyse à l'aide d'un modèle optique et d'onde partielle est nécessaire. Néanmoins, la comparaison des distributions angulaires montre que la " gross structure " observée n'est pas due à un maximum de diffusion potentielle.

CHAPITRE E

CONCLUSION

Les sections efficaces totales neutroniques, peuvent être mesurées avec une excellente précision. Convenablement traitées, elles dégagent les phénomènes simples et communs à plusieurs noyaux. Elles permettent de mettre en évidence les résonances du noyau composé et les résonances géantes du potentiel optique.

Pour obtenir les différents paramètres décrivant les niveaux virtuels du noyau composé, il est nécessaire d'avoir une excellente définition en énergie. Les mesures expérimentales neutroniques, délicates il y a quelques années, sont relativement faciles de nos jours grâce aux grands progrès effectués dans les systèmes de détection et l'électronique associée. De plus les montages de discrimination de forme neutron-gamma de très grande efficacité nous ont permis d'utiliser le flux direct tout en ayant un bruit de fond très faible. Comme nous l'avons montré, la méthode du temps de vol, du moins celle qui utilise le hachage du faisceau conduit a des dispersions en énergie trop élevées si on veut conserver un flux convenable. Toutefois nous espérons utiliser cette méthode pour l'étude de la diffusion élastique et inélastique, et les distributions angulaires sur les résonances que nous avons mises en évidence.

Nos résultats font apparaître des résonances isolées dans quelques noyaux légers. Certaines de ces résonances avaient été signalées dans la littérature. L'utilisation d'une bonne résolution en énergie nous a permis de les retrouver et d'en obtenir de nouvelles. Pour certaines nous proposons des valeurs de J, en tenant compte des corrections à apporter dans le cas de l'existence d'une voie inélastique. Dans le cas du Fluor, les niveaux du $^{20}F^{\star}$ obtenus par section totale, peuvent être comparés à ceux obtenus par réaction (n, γ). Nous avons pu mettre en évidence un nouveau niveau à E_n = 747 keV qui auparavant était confondu avec celui de 794 keV. Les niveaux de l'$^{28}Al^{\star}$, ont été obtenus par réaction (n, γ), $(nn'\gamma)$ et σ_T. Nos mesures les mettent tous en évidence, et en font apparaître de nouveaux aux énergies neutrons respectives de 760 keV, 927 keV et 1018 keV. Nous retrouvons parfaitement les deux niveaux du $^{29}Si^{\star}$ à 536 keV et 570 keV décrits dans la littérature. De plus nous mettons en évidence un niveau à E_n = 804 keV dont nous proposons la largeur et le moment angulaire Les résultats du Phosphore ne peuvent être comparés avec ceux d'autres auteurs car nous sommes les seuls à les présenter. La courbe d'excitation présente un niveau qui se détache parfaitement à E_n = 870 keV. Les mesures sur le chrome sont très intéressantes et les résultats publiés ne laissaient pas prévoir, que l'on pourrait séparer des niveaux dans ce corps ayant une masse A = 52. Nous proposons les valeurs du moment angulaire pour trois niveaux situés à E_n = 755 keV, 873 keV et 902 keV. Quant au plomb, son noyau est doublement magique, nous pouvions espérer mettre en évidence ses niveaux. Il est intéressant de

remarquer que nos résultats obtenus avec un échantillon de Pb naturel sont en excellent accord (après correction du facteur isotopique) avec ceux publiés par FOWLER et al. utilisant un échantillon de ^{208}Pb enrichi à 99,75%.

Le modèle en couches à montré que les propriétés les plus simples des noyaux pouvaient s'expliquer en plaçant des particules dans un puits de potentiel commun créé par ces particules elles-mêmes et en négligeant en première approximation leurs intéractions mutuelles. Ce modèle convient à l'état fondamental des noyaux et, avec quelques raffinements, aux premiers niveaux excités. Il est tentant de l'appliquer aux réactions nucléaires. Dans ce cas, si nous conservons ce potentiel commun, nous aboutissons au potentiel optique. Mais la particule prise par le potentiel commun reste un temps très bref dans cet état, soit qu'elle soit réémise, soit qu'elle excite le noyau (par les intéractions du type résiduel jusqu'ici négligées). Par conséquent cette configuration de durée brève pourra se produire dans un domaine assez grand d'énergie et on la mettra en évidence par une moyenne. Si, à ce modèle nous ajoutons à titre de pertubation une intéraction résiduelle à deux corps, l'étape qui suit celle du potentiel optique est l'excitation 2 particules - 1 trou qui sous sa forme la plus grossière est encore un état lié, seule l'intéraction résiduelle permet dans ce modèle, sa création et sa destruction. Il possèdera donc une vie plus longue que la précédente et un étalement en énergie plus petit. En faisant des moyennes sur des domaines de quelques dizaines de keV, nous pouvons espérer saisir cet état porte, s'il ne se dissout pas trop rapidement dans des configurations plus complexes. Les théoriciens ont insisté sur cette possibilité qui existe dans les diffusions (p, p), qui a son reflet dans les sections efficaces totales surtout dans notre cas, où il n'existe le plus souvent que la voie élastique. Il faut insister ici en affirmant que la moyenne prise sur une courbe obtenue avec une excellente résolution est nettement plus significative que la moyenne réalisée expérimentalement par un faisceau mal défini.

Dans le cas du Fer et du Vanadium, on serait tenté d'expliquer les oscillations mises en évidence par les moyennes par une structure de résonance intermédiaire. Le fait que dans d'autres noyaux voisins d'après leur configuration ce phénomène n'apparaît pas ne peut pas s'expliquer dans ce cadre.

Comme le prévoit la théorie, cette structure intermédiaire ne se manifeste pas par une courbe continue, mais présente une structure fine que nous observons dans nos résultats. Ce succès relatif à l'avantage de poser de nouveaux problèmes, d'une part cette différence entre noyaux voisins et énergies d'excitations voisines, d'autre part les distributions angulaires de la diffusion élastique sur le Fer ont montré que l'image pure et simple de 2 particules - 1 trou était insuffisante. En effet dans la première partie du maximum, c'est-à-dire à basse énergie, la distribution angulaire présente un aspect calme, peu piqué vers l'avant qui pourrait s'interpréter comme un niveau seul car elle est presque symétrique. Les autres distributions angulaires, sont telles que vers l'avant la section efficace augmente avec

l'énergie . Mais FESHBACH a montré que la notion d'état porte à une plus grande généralité que le modèle 2 particules - 1 trou.

L'étude systèmatique des sections efficaces totales neutroniques avec une bonne résolution en énergie, celle des diffusions élastiques ou inélastiques ouvrent le champ à une exploration plus détaillée des mécanismes des réactions nucléaires.

BIBLIOGRAPHIE

(B.I-1) J.H. COON
Fast neutron Physics part. I Vol. IV - Targets for the production of neutrons page 677. J.B. MARION - J.L. FOWLER (1969) Interscience Publishers New York and London - Vol. II J.B. MARION - J.L. FOWLER (1963) - Interscience Publishers New York and London

(B.I-2) R.E. PETERSON ; H.H. BARSCHALL ; C.K. BOCKELMAN
Physical Review 79 - 593 (1950)

(B.I-3) CRANBERG ; BEAUCHAMP ; LEVIN
Review Scientific Instruments 28 pages 89 (1957)

(B.I-4) J.B. MARION ; T.W. BONNER
Neutron - Threshold Measurements - Fast Neutron Physics
Vol. II - J.B. MARION - J.L. FOWLER (1963) - Interscience Publishers New York and London .

(B.I-5) S.E. HUNT ; H. FIRTH
Physical Review 99 - 786 (1955)

(B.I-6) P. LOSTIS
Thèse de Doctorat es Sciences Physiques (Juin 1958) PARIS

(B.I-7) JOUANIGOT ; J. CABE ; G. BARDOLLE ; J.F. CHRETIEN ; M. LAURAT
Nuclear Instruments and Methods 47 - 105 (1967)

(B.I-8) W.A. FOWLER ; C.C. LAURITSEN ; T. LAURITSEN
Reviex Modern Physics 20 - 236 (1948)

(B.I-9) A.H. MORRISH
Physical Review 76 -1651 (1949)

(B.I-10) BONDELID ; BUTLER ; del CALLAR ; KENNEDY
Physical Review 120 - 887 (1960)

(B.I-11) J.B. MARION
Review Modern Physics 33 -139 (1961)

(B.I-12) H.B. WILLARD ; WM. PRESTON
Physical Review 81 - 480 (1951)

(B.I-13) T.W. BONNER ; C.F. COOK
Physical Review 96 - 122 (1954)

(B.I-14) T.W. BONNER
Nuclear Spectroscopy ; F. AJZENBERG - SELOUE ed
Academic Press 1960 - Part A. p. 477

(B.I-15) F.D. BROOKS
Nuclear Instruments and Méthods -4- (1959) page 151 à 163

(B.I-16) R. BOWEN
Proc. IRE Vol. NS 5 - 3 - 4 (1958)
Nucleonics 9 - 17 (1959) page 92 à 99

(B.I-17) P. YVON
Etude d'un procédé de discrimination entre neutrons et gamma par les scintillateurs organiques sans emploi de l'anode
Communication privée

(B.I-18) K. PEUCKERT
Nuclear Instruments and Méthods Vol. 17 n° 3 (1962)

(B.I-19) A.O. HANSON ; J.L. Mc. KIBBEN
Physical Review 72 page 673 (1947)

(B.I-20) G. BARDOLLE
Mémoire du diplôme d'ingénieur du Conservatoire National des Arts et Métiers

(B.II-1) AMALDI ; BOCCIARELLI ; CACCIAPUOTTI ; TRABACCHI
Il Nuovo Cimento 3 page 203 (1946)

(B.II-2) E.E. LAMPI ; G.D. FREIER ; J.H. WILLIAMS
Physical Review 80 pages 853 (1950)

(B.II-3) R. RICAMO - ZUNTI
Helvetica Physica Acta 24 page 419 (1951)

(B. II-4) H. L. POSS ; E. O. SALANT ; G. A. SNOW ; L. C. YVAN
Physical Review 87 page 11 (1952)

(B. II-5) E. M. HAFNER ; W. F. HORNYAK ; C. E. FALK ; T. COOR
Physical Review 89 page 204 (1953)

(B. II-6) R. B. DAY ; R. I. HENKEL
Physical Review 92 page 358 (1953)

(B. II-7) J. F. VERVIER
Nuclear Instruments 2 page 53 (1958)

(B. II-8) L. CRANBERG ; J. S. LEVIN
Physical Review 103 page 343 (1956)

(B. II-9) H. H. BARSCHALL
Review of Modern Physic 24 page 120 (1952)

(C.I-1) E. P. WIGNER
Physical Review 70 page 15 (1946)

(C.I-2) E. P. WIGNER
Physical Review 70 page 606 (1946)

(C.I-3) E. P. WIGNER
Physical Review 73 page 1002 (1948)

(C.I-4) T. TEICHMAN ; E. P. WIGNER
Physical Review 87 page 123 (1952)

(C.I-5) G. BREIT ; E. P. WIGNER
Physical Review 49 page 519 et 642 (1936)

(C.I-6) WIGNER ; L. EISENBUD
Physical Review 72 page 29 (1947)

(C.I-7) H. FESHBACH
Nuclear Spectroscopy Part. B. page 625 (1960)
Edited by FAY - AJZENBERG - SELOVE - Academic Press. New York and London

(C.I-8) FESHBACH ; WEISSKOPF
Physical Review 76 page 1550 (1949)

(C.I-9) LANE ; THOMAS ; WIGNER
Physical Review 98 page 693 (1955)

(C.II-1) J. A. FARRELL ; G. C. KYKER ; E. G. BILPUCH ; H. W. NEWSON
Physics Letters 17 page 286 (1965)

(C.II-2) K. IZUMO
(Progress Theoric Physic 26 page 807 (1961)
(Nuclear Physics 62 page 673 (1965)

(C.II-3) H. A. WEIDENMULLER
Nuclear Physics 75 page 189 (1966)

(C.II-4) C. MAHAUX ; H. A. WEIDENMULLER
Communication privée (Max Plank Institut - Heidelberg)
Nucl. Phys. 91 (1967) 241

(C. II-5) B. BLOCK ; M. M. FESHBACH
Annals of Physics 23 pages 47 (1963)

(C. II-6) J. E. YOUNG
American Physical Society (1964) Annal Meeting

(C. II-7) H. H. FESHBACH
(Annals of Physics 5 page 357 (1958)
(Annals of Physics 19 page 287 (1962)

(D.I-1) C.K. BOCKELMAN
(Physical Review 80 page 1011 (1950)
(U.C.R.L. 5226

(D.I-2) J.E. WILLS ; J.K. BLAIR ; H. COHN ; H.B. WILLARD
Physical Review 109 page 891 (1958)
U.C.R.L. 5226

(D.I-3) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
E.A.N.D.C (E) 57. U Février 1965
Journal de Physique 27 page 755 (Nov. Déc. 1966)

(D.I-4) A.J. ELWYN ; J.E. MONAKAN ; R.O. LANE ;
A. LANGSDORF ; J.R. et F.P. MOORING
Conférence Internationale sur l'étude de la structure nucléaire
à l'aide de neutrons (ANVERS, 19-23 Juillet 1965)

(D.I-5) F. GABBARD ; R.H. DAVIS ; T.W. BONNER
Physical Review 114 page 201 (1958)

(D.I-6) R.L. HENKEL ; H.H. BARSCHALL
Physical Review 80 page 145 (1950)

(D.I-7) Neutron Cross Sections BNL 325 Juillet 1958 (page 109)

(D.I-8) J.M. FREEMAN
Physical Review 99 page 1446 (1955)

(D.I-9) AJZENBERG -SELOVE (1961)

(D.I-10) L.W. SEAGONDOLLAR ; H.H. BARSCHALL
Physical Review 72 page 439 (1947)

(D.I-11) R.L. HENKEL; H.H. BARSCHALL
Physical Review 80 page 145 (1950)

(D.I-12) R.L. HENKEL
Private communication via Brookhaven Cross Section
Center (1952)
UCRL 5226

(D.I-13) R.M. KIEHN ; G. GOODMAN
Physical Review 95 page 989 (1954)

(D.I-14) R.E. FIELDS et M. WALT
Physical Review 83 page 479 (1951)

(D.I-15) G. FRIER ; M. FULK ; E.E. LAMPI ; J.P. WILLIAMS
Physical Review 78 page 508 (1950)

(D.I-16) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
Comptes rendus à l'Académie des Sciences 259 page 4616 (1964)
EANDC (E) 49 L. Octobre 1965 BNL 325 Second Edition Supplément n°2 Mai 1964 p. 140-1.

(D.I-17) R.O. LANE; A.S. LANGSDORF; J.R. et J.E. MONAHAN; A.J. ELWYN
Annals of Physics 12 pages 135 (1961)
Physical Review 126 page 1105 (1962)

(D.I-18) A. MICHAUDON
Rapport C.E.A. R. 2552 - Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques(Mai 1964)

(D.I-19) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
(Comptes rendus à l'Académie des Sciences 257 pages 1073
((Juillet 1963).

(E.A.N.D.C. (E) 49 L (Octobre 1965)

(BNL 325 - Second Edition Supplément n° 2 Mai 1964 page 15-0-2.

(D.I-20) SNOWDON ; WHITEHEAD
Physical Review 90 numéro 4 (1953)

(D.I-21) K.F. HANSEN ; R.M. KIEHN ; C. GOODMAN
Physical Review 92 page 653 (1953)

(D.I-22) RICAMO
Nuevo Cimento 8 page 383 (1951)

(D.I-23) BNL 325 (édition 1958)

J. CABE; M. LAURAT ; P. YVON

(D.I-24) (Comptes Rendus à l'Académie des Sciences 258 page 1478
((1964)
(
(E.A.N.D.C. (E) 49 L - Octobre 1965
(
(BNL 325 - Second Edition Supplément n°2 page 24-0-2
((Février 1966)

(D.I-25) H.H. BARSCHALL ; C.K. BOCKELMAN ; R.E. PETERSON ;
R.K. ADAIR
Physical Review 76 page 1146 (1949)

(D.I-26) E. PETERSON ; R.R. ADAIR ; H.H. BARSCHALL
Physical Review 79 page 935 (1950)

(D.I-27) H.B. WILLARD ; W.M. PRESTON ; C. GOODMAN
Nuclear Physics page 1948 (1950)

(D.I-28) WILENZICH ; MITCHELL ; SETH ; LEWIS
Physical Review 121 page 1154 (1961)

(D.I-29) J.L. FOWLER ; E.C. CAMPBELL
Physical Review 127 page 2192 (1962)

(D.I-30) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
(E.A.N.D.C. (E) 57 U Février 1965
(
(D.I-31) (L.W. SEAGONDOLLAR ; H.H. BARSCHALL
Physical Review 72 page 439 (1947)

(D.I-32) KYER ; BILPUCH ; FARRELL ; NEWSON
Bulletin of American Physical Society 7 page 289 (1962)

(D.I-33) E.G. BILPUCH
Private Communication

(D.II-1) C. SHAKIN
Annals of Physics 1 page 373 (1963)

(D.II-2) C. BLOCH ; V. GILLET
Physics Letters 16 page 62 (1965)

(D.II-3) V. GILLET ; C. BLOCH
Physics letters 18 page 58 (1965)

(D.II-4) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
(E.A.N.D.C. (E) 57 U Février 1965
(
(BNL 325 - Second Edition Supplement n°2 Février 1966 page 23-0-5

(D.II-5) J.M. BLAIR ; J.R. WALLACE
Physical Review 79 page 28 (1950)

(D.II-6) W.F. STUBBINS
Physical Review 84 page 902 (1951)

(D.II-7) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
(E.A.N.D.C.(E) 49 L Octobre 1964

(BNL 325 Second Edition Supplément n°2 Février 1966 page 25-0-9

(D.II-8) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
E.A.N.D.C. (E) 57 U Février 1965
BNL 325 Second Edition Supplément n°2 Février 1966
page 26 -0-5

(D.II-9) H.H. BARSCHALL ; C.K. BOCKELMAN ; L.W. SEAGONDOLLAR
Physical Review 73 page 659 (1948)

(D.II-10) ORNL 1278 (1951)

(D.II-11) H.H. BARSCHALL ; C.K. BOCKELMAN ; L.W. SEAGONDOLLAR
Physical Review 73 page 659 (1948)

(D.II-12) D.W. MILLER ; R.L. ADAIR ; C.K. BOCKELMAN ; S.E. DARDEN
Physical Review 88 page 83 (1952)

(D.II-13) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
(E.A.N.D.C.(E) 49 L Octobre 1964
(BNL 325 Second Edition Supplément n°2 page 28-0-4.

(D.II-14) J. CABE ; M. LAURAT ; P. YVON
(E.A.N.D.C. (E) 49 (L) Octobre 1964
(
(BNL 325 Février 1966 page 27 -0-9

(D.II-15) M. CORTI ; M.G. MARCAZZA ; L. MILAZZO. COLLI ;
M. MILAZZO
Energia Nucleare 13, 6, page 312 (Juin 1966)

Manuscrit reçu le 16 juin 1967

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

" RESONANCE ANALOGUE ISOBARIQUE."

Vu et approuvé :
PARIS le 12 Avril 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences
de PARIS

Vu
et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie de Paris

C. CHALIN